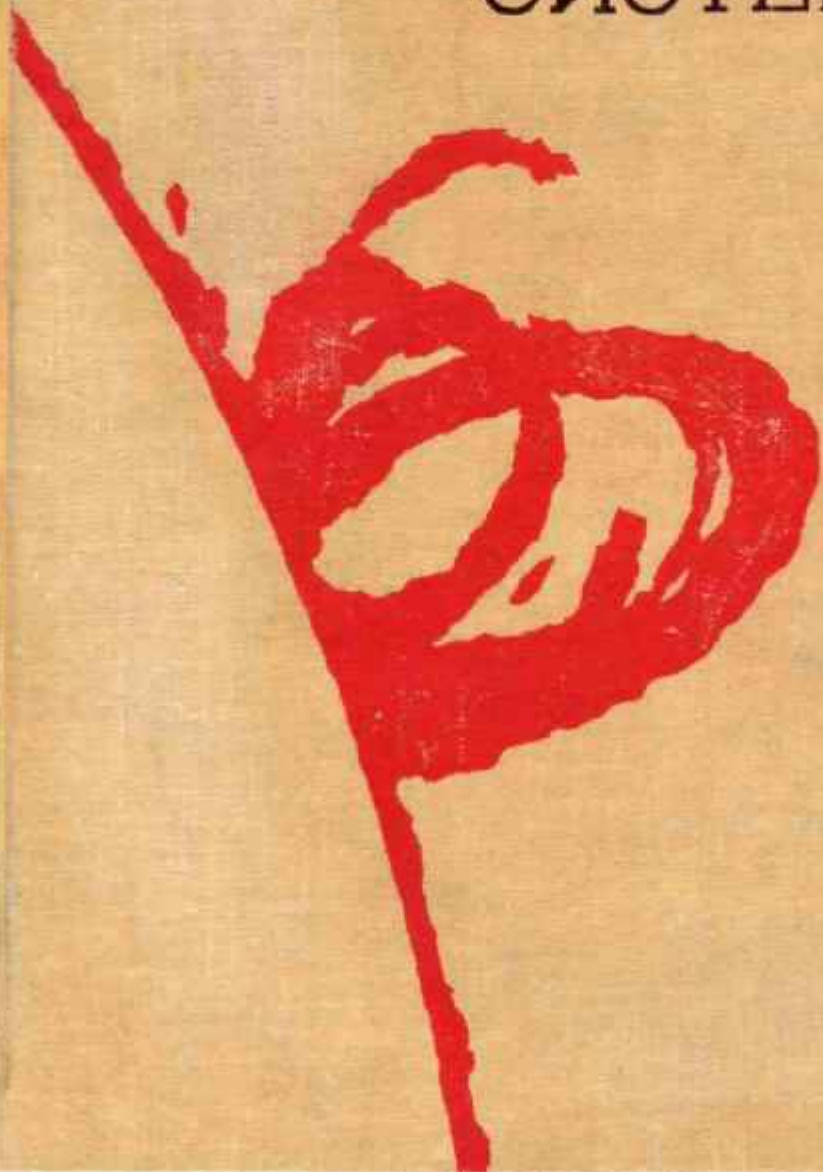


VISIT...

LANZAROTE
Caliente.COM

ДЖ. БРАНДТ, П. ХОДЖ

АСТРОФИЗИКА
СОЛНЕЧНОЙ
СИСТЕМЫ



SOLAR SYSTEM ASTROPHYSICS

by

JOHN C. BRANDT

*Assistant Astronomer, Space Division
Kitt Peak National Observatory
Tucson, Arizona*

PAUL W. HODGE

*Assistant Professor, Department of Astronomy
University of California
Berkeley, California*

McGraw-Hill Book Company, Inc.

NEW YORK

SAN FRANCISCO

TORONTO

LONDON

1964

Дж. БРАНДТ и П. ХОДЖ

Астрофизика солнечной системы

Перевод с английского

под редакцией

Г. А. ЛЕЙКИНА

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР» • МОСКВА 1967

В книге Брандта и Ходжа доступно и с достаточной полнотой изложены основные данные о телах солнечной системы (Солнце, планеты и т. д.). Большое внимание в книге уделено как методам, так и результатам исследования тел солнечной системы.

После краткого обзора строения солнечной системы авторы подробно рассказывают о Солнце, его строении, излучении и его роли в планетной системе; затем последовательно рассматриваются межпланетная среда, кометы, метеоры, метеориты и малые планеты. Последние главы книги посвящены большим планетам солнечной системы, причем основное внимание уделено Венере и Марсу.

Авторы везде стремятся привести новейшие данные; кроме того, книга снабжена обширной систематизированной библиографией.

Книга представляет большой интерес для широкого круга лиц, интересующихся астрофизикой солнечной системы: астрономов, физиков, геофизиков, биологов, инженерно-технических работников, и может служить учебным руководством по физике Солнца и планет.

2-6-3

Редакция космических исследований, астрономии и геофизики

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Пожалуй, в известном смысле, астрономия имеет нечто общее с палеонтологией — и в том и в другом случае по весьма скудным данным восстанавливается картина реального явления. Вероятно, поэтому астрономия очень отзывчива к появлению новых методов исследования. Каждый раз при появлении новых методов в астрономии совершается резкий скачок, приводящий к решению, казалось, принципиально неразрешимых проблем. Так было при изобретении телескопа и фотографии, при открытии спектрального анализа и сравнительно недавно — после внедрения в астрономию радиотехнических методов. Сейчас мы переживаем новый большой скачок: с началом эры прямых космических исследований астрономия начинает превращаться из науки, получающей информацию только путем регистрации отраженного и собственного оптического излучения, а также радиоизлучения небесных тел, в науку, использующую методы непосредственного эксперимента, характерного для геофизики и геологии.

В первую очередь это относится к изучению солнечной системы, где непосредственные эксперименты уже начались (достаточно указать на прямые измерения магнитных полей и концентрации корпускул в межпланетном пространстве в окрестностях Луны, Венеры и Марса или на измерения числа микрометеоритов в различных областях солнечной системы).

В таких условиях необходимо ясно понимать, что мы достоверно знаем о солнечной системе и каковы пути познания неизвестного.

Авторы книги «Астрофизика солнечной системы», как сказано в написанном ими предисловии, преследовали две цели: создать университетский учебник по астрофизике солнечной системы и предоставить лицам, имеющим отношение к прямым исследованиям космоса, справочное пособие, дающее основные сведения о результатах и методах исследования солнечной системы.

Вольно или невольно при решении этих двух задач авторы решили еще и третью — книга представляет собой довольно удачную попытку очерка взаимосвязи различных явлений в солнечной системе. Здесь далеко не все еще выяснено до конца: во многих случаях имеющиеся данные достаточны лишь для того, чтобы

заподозрить наличие связи, но тем ценнее и интереснее попытка обрисовать картину в целом, не только подводящая итоги, но и открывающая перспективы дальнейших исследований.

В книге излагаются лишь основные сведения о солнечной системе и основы методов, которыми эти сведения были получены. Такой характер изложения представляется весьма целесообразным. Прогресс в этой области знания в настоящее время столь быстр (яркий пример этому — изменение наших представлений об атмосфере Марса), что ни одна книга не может дать исчерпывающего изложения вопроса. Читатель должен следить за новыми журнальными публикациями. В то же время изложение метода представляет собой самостоятельную ценность и позволяет трезво судить о надежности полученных данных.

Книга вышла в свет в конце 1964 г. и содержит данные, опубликованные до начала этого года. При переводе была сделана попытка учесть новые материалы, опубликованные в периодической печати до апреля — мая 1966 г. Эти дополнительные данные приведены в примечаниях. Несколько дополнены списки литературы.

В переводе книги принимали участие Н. Б. Егорова (гл. 1—6), Э. В. Кононович (гл. 7 и 8) и Е. А. Макарова (гл. 9—19).

Г. А. Лейкин

Август 1966 г.

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ АВТОРОВ

Эта книга преследует двоякую цель. Во-первых, она предназначена служить пособием для студентов старших курсов, изучающих астрономию солнечной системы и физику космического пространства. Читая лекции по этим дисциплинам в Калифорнийском университете, мы познакомились с теми осложнениями, которые вносит в работу студентов отсутствие подходящего пособия.

Во-вторых, мы надеемся, что эта книга будет представлять некоторую ценность в качестве достаточно серьезного введения в астрофизику солнечной системы для непрерывно растущего множества людей, работающих на предприятиях или в лабораториях над различными проблемами физики космического пространства. Известно, что многие из этих исследователей часто испытывают трудности в получении действительно необходимых сведений о различных методах, используемых в астрономии. Мы надеемся, что настоящая книга будет полезным руководством по основным идеям, экспериментальным данным и библиографии.

Мы полагаем, что читатель знаком с астрономической терминологией, вводимой в элементарных курсах астрономии, хотя и нет надобности в том, чтобы он досконально изучил такой курс. Со всеми необходимыми терминами можно ознакомиться по любому учебнику астрономии. Мы рассчитываем также, что читатель освоил курс элементарной и атомной физики и умеет пользоваться дифференциальным и интегральным исчислением.

Введение

Наука часто представляется нам обширным собранием не связанных между собой данных, специальных экспериментов и ограниченных выводов. На самом же деле все это — лишь ступени в решении более широких и жизненно важных проблем. Физик, который конструирует прибор, ускоряющий частицы до 10^{10} эв, добивается не только того, чтобы была выполнена именно эта задача; он имеет в виду, что подобный прибор даст нам возможность проникнуть в структуру ядра и накопить сведения о строении вещества. Точно так же астроном, измеряющий расстояние до какой-нибудь далекой галактики, руководит нечто большее, нежели естественный интерес к установлению самой величины — он думает также об изучении строения вселенной, и его работа направляется желанием решить эту более общую проблему. При изучении солнечной системы многочисленные отдельные исследования неявно стимулируются проблемами ее происхождения и развития.

Мы все еще не знаем в подробностях, как возникла и развивалась солнечная система, несмотря на то, что происхождение солнечной системы — одна из самых старых и неизменно привлекающих внимание проблем астрономии и астрофизики. Действительная теория происхождения солнечной системы — космогония — должна быть в состоянии объяснить все известные особенности солнечной системы. Теория неприемлема, если она объясняет движения, но не может объяснить физических свойств планет. Она должна быть всеобъемлющей и потому тщательно разработанной во всех деталях.

Такой теории не существует. Мы располагаем слишком большим количеством данных и слишком мало понимаем. До сих пор астрономы, бившиеся над этой проблемой, довольствовались тем, что учитывали лишь некоторые основные свойства солнечной системы, в частности те, которые представляются наиболее устойчивыми и, вероятно, не могли быть изменены или возмущены случайными внешними обстоятельствами.

Среди этих свойств прежде всего выделяются некоторые удивительные закономерности, которые обращают на себя внимание

своей очевидной случайностью и как бы «напрашиваются» на истолкование. Эти закономерности связаны главным образом с движениями тел солнечной системы. Перечислим их.

1. Орбиты планет лежат приблизительно в одной плоскости.
2. Орбиты планет лежат приблизительно в плоскости солнечного экватора.
3. Орбиты планет близки к окружностям.
4. Направление обращения всех планет по орбитам одно и то же и совпадает с направлением вращения Солнца.
5. Направление вращения планет совпадает с направлением их обращения вокруг Солнца*.
6. Расстояния планет от Солнца подчиняются простому закону, называемому законом Боде:

$$a_n = c + 2^n,$$

где a_n — большая полуось орбиты n -й планеты, а c — постоянная.

7. Каждая система спутников подобна солнечной системе во всех перечисленных выше отношениях.

8. Планеты обладают значительно большим моментом количества движения, нежели Солнце.

Есть, разумеется, несколько исключений, но вообще перечисленные закономерности выполняются настолько хорошо, что исключения обычно приписывают воздействию каких-то событий, совершившихся уже после того, как возникла солнечная система. Внешние спутники Юпитера, например, явно нарушают правила, однако считается, что они были некогда астероидами, а затем были захвачены Юпитером благодаря его господствующей массе и, таким образом, не были связаны с солнечной системой в начальный период ее развития.

Многие из ранних космогонических теорий основывались только на перечисленных выше фактах, однако более новые учитывают также и физические свойства тел солнечной системы. Необходимо принимать во внимание массу, плотность, структуру и химический состав каждой планеты. Почему, например, четыре внутренних планеты так отличаются в отношении этих свойств от внешних? Почему Меркурий обладает значительно более высокой плотностью, нежели Луна, хотя их объемы одного порядка? Требуется объяснения также и природа малых тел солнечной системы. В последнее время метеориты стали особенно богатым источником сведений о раннем периоде истории солнечной системы. Изотопы ксенона в метеоритах могут дать шкалу времени для некоторых космогонических событий. Возможно также, что метеориты, кометы и межпланетная пыль представляют собой последние сохранившиеся

Таблица 1
Краткая сводка теорий возникновения солнечной системы

Автор	Год	Основная идея теории	Основные факты, объясняемые теорией
Декарт	1644	Вихревое движение — единственный устойчивый тип движения; первичные и вторичные вихри	Почти круговая форма орбит
Бюффон	1745	Гигантская комета столкнулась с Солнцем и вырвала из него вещество планет	Компланарность орбит, вращение
Кант	1755	Вращающаяся туманность сконцентрировалась из межзвездного газа	Компланарность орбит, вращение
Лаплас	1796	Вращающаяся туманность сжималась, и каждый раз, когда центробежная сила становилась слишком большой, от туманности отделялись газовые кольца	Компланарность орбит, вращение
Бикертон	1878	Встреча Солнца со звездой и вырванной выброю, из которого образовались планеты	Компланарность орбит, вращение
Чемберлин	1901	Встреча Солнца со звездой, приливный выброс	Компланарность орбит, вращение
Мультион	1905	Встреча Солнца со звездой, приливный выброс, рост планетезималей	Компланарность орбит, вращение
Биркеланд	1912	Ионы, выброшенные Солнцем, образовали кольца в магнитном поле Солнца	Дискретность орбит
Аррениус	1913	Прямое столкновение Солнца со звездой, в результате которого остались Солнце и длинное волокно	Компланарность орбит, момент количества движения
Джеффрис	1916	Скользжащее столкновение Солнца со звездой создало длинное волокно, которое распалось затем на части	Компланарность орбит, момент количества движения
Джинс	1917	Звезда, проходящая близко от Солнца, вызвала приливный выброс волокна	Компланарность орбит, момент количества движения

* За исключением Венеры. — Прим. ред.

Продолжение табл. 1

Автор	Год	Основная идея теории	Основные факты, объясняемые теорией
Берлаге	1930	Газовый диск или кольца, образованные выбросом частиц из Солнца	Закон Бодэ
Рессел	1935	Солнце было двойной звездой, которую встречная звезда разорвала, образовав волокно	Компланарность орбит, момент количества движения
Литтлтон	1936	Солнце было тройной системой, два тела соединились и покинули систему, так как она стала неустойчивой; в результате образовалось волокно	Компланарность орбит, момент количества движения
Альвен	1942	Солнце натолкнулось на облако газа; атомы, падающие на Солнце, понизовались и стали двигаться по орбитам, предписываемым магнитным полем	Компланарность орбит, закон Бодэ
Шмидт	1943	Солнце встретило и захватило облако межзвездных частиц, из которых в результате соударений образовались планеты	Компланарность орбит, закон Бодэ
Вейцманкер	1944	В сжимающейся оболочке протосолнца образовались турбулентные завихрения, из которых возникли планеты и спутники	Компланарность орбит, закон Бодэ
Хойл	1944	Солнце было двойной звездой, вторая звезда стала сверхновой, сбросила газовые оболочки и покинула систему	Момент количества движения, компланарность орбит
Уинн	1947	Протосолнце захватило облако частиц или пыли, обладающее относительно большим моментом количества движения	Момент количества движения, вращение, компланарность орбит
Тер Хаар	1938	Планеты образовались в сжимающейся турбулентной оболочке Солнца	Момент количества движения, вращение, компланарность орбит
Койпер	1949	Планеты образовались вследствие гравитационной неустойчивости в оболочке, окружавшей протосолнце	Момент количества движения, вращение, компланарность орбит

обломки вещества, существовавшего до возникновения солнечной системы.

Несомненно, что большая часть наших сведений о солнечной системе имеет отношение к вопросу о ее возникновении. Успех в решении этой загадки будет достигнут, вероятно, лишь тогда, когда будут четко выделены наиболее важные факты и в то же время приняты во внимание все остальные данные. Среди будущих задач астрономии космогония солнечной системы, безусловно, является одной из наиболее привлекательных.

Краткое содержание некоторых из многочисленных опубликованных теорий происхождения солнечной системы приведено в табл. 1. Большинство этих теорий основано главным образом на движениях и относительном расположении членов солнечной системы. Некоторые из них были разработаны очень подробно с количественной стороны, но все же теории, которая могла бы объединить все надежные данные, еще нет.

Вообще говоря, имеется два рода космогонических теорий: одни для объяснения появления планет у уже существовавшего Солнца обращаются к необычному событию типа катаклизма, другие предполагают, что планеты образовались как естественный побочный продукт при возникновении Солнца. В настоящее время более распространена вторая точка зрения, однако окончательный выбор можно будет сделать, вероятно, лишь тогда, когда на основании изучения изотопного состава Солнца и планет будет определен с достаточной точностью их возраст.

Эти сведения, которые будут получены в будущем, а также тщательное осмысливание данных, рассмотренных в следующих главах, несомненно, дадут возможность создать приемлемую космогоническую теорию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Origin of the Solar System, eds. R. Jastrow, A. G. W. Cameron, Proceedings of a 1962 conference at the Goddard Institute for Space Studies, Academic Press, New York, 1963.

В качестве хорошей общей сводки классических проблем, с которыми мы сталкиваемся при изучении солнечной системы, и превосходного введения в астрономическую терминологию рекомендуем книгу

2. Russell H. N., Dugan R. S., Stewart J. Q., Astronomy. I. The Solar System, Boston, 1945 (rev. ed.). (Русский перевод 1-го изд.: Г. Н. Рессел, Р. С. Дуган, Д. К. Стюарт, Астрономия, т. I, М.—Л., 1935.)

Читателям настоящей книги может также понадобиться текущая литература, посвященная изучению солнечной системы. Обзорные статьи часто публикуются в следующих журналах и сборниках:

3. Icarus, Academic Press, New York. В этом издании можно найти библиографические обзоры на разные темы, связанные с изучением солнечной системы.
4. Space Science Reviews, Reidel Publishing Co., Dordrecht, Holland.
5. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Stanford University Press, Palo Alto, Calif.
6. Advances in Astronomy and Astrophysics, Academic Press, Inc., New York.
7. Advances in Space Science and Technology, Academic Press, Inc., New York.

Дополнительная литература

8. Шмидт О. Ю., Происхождение Земли и планет, Изд-во АН СССР, 1962.
9. Левин Б. Ю., Происхождение Земли и планет, изд-во «Наука», 1964.
10. Сб. «Вопросы космогонии», тт. 1—10, Изд-во АН СССР, 1952—1964.

ГЛАВА 2

Небесная механика

Применение законов тяготения Ньютона к планетам и другим телам солнечной системы составляет содержание специальной дисциплины, именуемой небесной механикой. В последние годы в связи с потребностями космических полетов интерес к небесной механике очень сильно возрос и были опубликованы превосходные учебники и специальные монографии (см. список в конце главы). Поскольку методы небесной механики очень хорошо и подробно описаны в других местах и, кроме того, настоящая книга в основном посвящена астрофизике (которая по традиции не включает в себя небесной механики), в этой главе излагаются лишь основные принципы и некоторые приложения, связанные с другими проблемами солнечной системы.

2.1. ДВИЖЕНИЯ ПЛАНЕТ И ЗАКОН ТЯГОТЕНИЯ

Основные закономерности в движении планет были выявлены Кеплером в XVII столетии в результате обработки наблюдений Тихо Браге. Три эмпирических закона Кеплера таковы:

1. Орбита каждой планеты относительно Солнца представляет собой эллипс, лежащий в неподвижной плоскости; Солнце находится в одном из фокусов эллипса. Этот закон может быть записан математически в следующем виде:

$$r = \frac{a(1-e^2)}{1+e \cos \eta}, \quad (1)$$

где r — расстояние от Солнца до планеты; a — большая полуось эллипса; e — эксцентриситет (расстояние от фокуса до центра, деленное на a); η — угол между направлениями из Солнца на планету и на ближайшую к Солнцу точку ее орбиты (так называемый перигелий).

2. Радиус-вектор, соединяющий Солнце с каждой из планет, за равные промежутки времени описывает равные площади. Таким образом,

$$\frac{dA}{dt} = \frac{1}{2} r^2 \dot{\eta} = \frac{h}{2}. \quad (2)$$

Отсюда определяется величина h — постоянная закона площадей.

3. Квадраты периодов P обращения планет по орбитам пропорциональны кубам больших полуосей эллиптических орбит. Выразив этот закон через среднее движение n , равное $2\pi/P$, мы получим

$$n^2 a^3 = \text{const.} \quad (3)$$

Из второго закона Кеплера (2) следует, что момент количества движения $\mathbf{J}$ остается неизменным, так как

$$\mathbf{J} = \mathbf{r} \times m\mathbf{v} = m\mathbf{r} \times (\dot{\mathbf{n}} \times \mathbf{r}). \quad (4)$$

Абсолютная величина выражения, стоящего в правой части, равняется $mr^2\dot{n}$, где m — масса планеты. Из второго закона Ньютона следует, что

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} = \mathbf{r} \times \mathbf{F}. \quad (5)$$

Так как производная $d\mathbf{J}/dt$ равна нулю, а $\mathbf{r}$ и $\mathbf{F}$ отличны от нуля, мы приходим к выводу, что сила действует вдоль радиуса-вектора (центральная сила). Отсюда, учитывая симметрию, получаем

$$\mathbf{F} = rG(r). \quad (6)$$

Из уравнения движения

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a} \quad (7)$$

и выражения для радиального ускорения во вращающейся системе координат (обратите внимание на появление «центробежного ускорения»)

$$a_r = \ddot{r} - r\dot{n}^2 \quad (8)$$

мы получим следующее уравнение для силы:

$$F(r) = m\ddot{r} - mr\dot{n}^2. \quad (9)$$

Уравнение (9) можно выразить через момент количества движения

$$F(r) = m\ddot{r} - \frac{J^2}{mr^3} \quad (10)$$

или через постоянную закона площадей

$$F(r) = m\ddot{r} - \frac{mh^2}{r^3}. \quad (11)$$

Продифференцировав уравнение орбиты (1), мы получим

$$\ddot{r} = \frac{h^2}{r^3} \left[1 - \frac{r}{a(1-e^2)} \right]. \quad (12)$$

Уравнение (12) можно подставить в уравнение (11), после чего будем

иметь

$$F(r) = \frac{-mh^2}{a(1-e^2)r^2}. \quad (13)$$

Поскольку h , a и e постоянны для данной орбиты, нетрудно видеть, что сила — притягивающая и что она меняется обратно пропорционально квадрату расстояния.

Мы еще не показали, что постоянная в уравнении (13) одинакова для всех планет. Это следует из третьего закона Кеплера. Так как площадь эллипса равняется $\pi a^2 (1-e^2)^{1/2}$ и так как секторная скорость радиуса-вектора составляет $h/2$, то период можно записать в виде

$$P = \frac{2\pi a^2 (1-e^2)^{1/2}}{h}. \quad (14)$$

Среднее движение по определению равняется $2\pi/P$, т. е.

$$n = \frac{h}{a^2 (1-e^2)^{1/2}}. \quad (15)$$

Таким образом,

$$n^2 a^3 = \frac{h^2}{a(1-e^2)} = \mu. \quad (16)$$

Следовательно, постоянная в уравнении (13) одна и та же для всех планет и

$$F(r) = -\frac{m\mu}{r^2}. \quad (17)$$

Из третьего закона Ньютона и уравнения (17) нам известно, что притяжение планеты к Солнцу пропорционально массе этой планеты. Следовательно, притяжение Солнца к планете должно быть пропорционально массе Солнца и, таким образом,

$$F(r) = -\frac{mMG}{r^2}, \quad (18)$$

где M — масса Солнца, а G — универсальная постоянная, которую можно определить экспериментально. Ее приближенное значение равняется $6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{сек}^2$.

Как легко показать, из выражения для силы (6) или (18) следует, что

$$\nabla \times \mathbf{F}(r) = 0. \quad (19)$$

Поскольку, таким образом, ротор силы равен нулю, можно ввести потенциал тяготения

$$\mathbf{F}(r) = -\nabla V(r). \quad (20)$$

Поля таких сил (сила является функцией только положения) называются консервативными.

Для сферической массы или материальной точки

$$V(r) = -\frac{mMG}{r}. \quad (21)$$

Изменение потенциальной энергии материальной точки при перемещении из точки r_1 в точку r_2 составляет

$$\int_{r_1}^{r_2} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = V(r_1) - V(r_2). \quad (22)$$

Это криволинейный интеграл, но поскольку $\nabla \times \mathbf{F} = 0$, он не зависит от пути интегрирования. Потенциал обычно определяется как работа, произведенная силой при перемещении частицы из произвольной точки в начало отсчета; для потенциала гравитации начало отсчета обычно выбирается на расстоянии $r = \infty$. Обозначив кинетическую энергию в момент t через T , мы получим после обычных выкладок

$$T_2 - T_1 = \int_{t_1}^{t_2} \mathbf{F} \cdot \mathbf{v} dt = \int_{r_1}^{r_2} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r}. \quad (23)$$

Из сравнения уравнений (23) и (22) находим уравнение сохранения энергии

$$T(r) + V(r) = E. \quad (24)$$

2.2. ЗАДАЧА ДВУХ ТЕЛ; ОГРАНИЧЕННАЯ ЗАДАЧА ДВУХ ТЕЛ

Движение тела пренебрежимо малой массы вокруг неподвижной тяжелой точки называется ограниченной задачей двух тел. Уравнение движения для этого случая выводится из уравнений (11) и (13) разд. 2.1:

$$m\ddot{r} - \frac{mh^2}{r^3} = -\frac{mG}{a(1-e^2)r^2}. \quad (1)$$

Решение этого уравнения является задачей, обратной той, которая была рассмотрена в разд. 2.1. Формально оно находится при помощи подстановки $r = 1/u$. Нетрудно показать, что решение имеет вид

$$\frac{1}{u} = r = \frac{a(1-e^2)}{1+e \cos \eta}. \quad (2)$$

Закон сохранения энергии, примененный к рассматриваемой задаче [см. (24) разд. 2.1], дает

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{mMG}{r}. \quad (3)$$

Из уравнений (2) и (3) можно получить соотношения между эксцентриситетом, полной энергией и типом орбиты. Эти соотношения приведены в табл. 2. Так как из незамкнутых орбит парабола требует наименьшей энергии, мы можем получить выражение для скорости ускользания, положив $E = 0$ в уравнении (3). Это дает

$$v_{\text{усл}} = \left(\frac{2MG}{r}\right)^{1/2} \quad (4)$$

Таблица 2

Орбита	e	E
Эллипс	$0 \leq e < 1$	$E < 0$
Парабола	$e = 1$	$E = 0$
Гипербола	$e > 1$	$E > 0$

В задаче двух тел рассматривается движение двух тел вокруг их общего центра тяжести. Она без труда сводится к ограниченной задаче двух тел. Выберем систему координат, связанную с центром масс. Пусть p — расстояние от центра масс до главного тела, т. е. Солнца, а q — расстояние от центра масс до второго тела; тогда положение центра масс определяется из соотношения

$$Mp = mq. \quad (5)$$

Уравнения движения имеют вид

$$\ddot{p} - p\dot{\theta}^2 = -\frac{mG}{r^2} \quad (6)$$

и

$$\ddot{q} - q\dot{\phi}^2 = -\frac{MG}{r^2}, \quad (7)$$

где $p + q = r$. Складывая эти два уравнения, имеем

$$\ddot{r} - r\dot{\psi}^2 = -\frac{G}{r^2}(m+M). \quad (8)$$

Так как силы по-прежнему центральные, то секторная скорость по-прежнему постоянна и это уравнение имеет тот же вид, что и уравнение (1) разд. 2.2 для ограниченной задачи двух тел, но теперь

$$\frac{h^2}{a(1-e^2)} = G(m+M). \quad (9)$$

2.3. ЗАДАЧА ТРЕХ ТЕЛ. ТОЧКИ ЛАГРАНЖА

Для задачи трех тел в общем виде точное интегрирование невозможно, однако существуют пять устойчивых решений (точек Лагранжа). В этих точках равнодействующая сил равна нулю. Это можно показать аналитически, но вывод слишком длинен для того, чтобы приводить его здесь во всех подробностях.

Для случая движения по окружности в задаче двух тел гравитационное притяжение равно центробежной силе. Мы ищем аналогичную ситуацию в задаче трех тел, однако в этом случае уравновешивание гравитационного и центробежного ускорений возможно лишь в некоторых точках — точках Лагранжа. Имеются решения двух различных типов.

Рассмотрим в качестве иллюстрации систему, состоящую из Земли и Луны и тела малой массы (такого, как искусственный спутник). Решения первого типа лежат на прямой, соединяющей Землю и Луну. Это так называемые прямолинейные решения. Так как три точки, лежащие на одной прямой (обозначаемые L_1 , L_2 и L_3), вращаются вокруг Земли с тем же периодом, что и Луна, эти решения называют также синодическими. В качестве примера вычислим положение точки Лагранжа L_1 , находящейся между Землей и Луной.

Схема расположения точек Лагранжа изображена на рис. 1. Для системы Земля — Луна мы можем написать уравнение для расстояния a точки Лагранжа L_1 от Луны. В первом приближении расстояние между Луной и точкой L_2 также равно a . Искомое уравнение (выражающее равновесие между гравитационными силами и центробежной силой) имеет вид

$$\frac{M_3 G}{(r-a)^2} - \frac{M_1 G}{a^2} = (r-a) \dot{\theta}_L^2, \quad (1)$$

где смысл обозначений r и a ясен из рис. 1; G — постоянная всемирного тяготения; M_3 и M_1 — массы Земли и Луны соответственно, а $\dot{\theta}_L$ — угловая скорость Луны. Поскольку

$$h_L = r^2 \dot{\theta}_L, \quad (2)$$

уравнение (1) может быть переписано в следующем виде:

$$M_3 G \left[\frac{1}{(r-a)^2} - \frac{M_1}{M_3 a^2} \right] = \frac{(r-a) h_L^2}{r^4}. \quad (3)$$

Введем обозначения $\eta = M_1/M_3$ и $y = a/r$. Тогда уравнение (3) примет вид

$$\frac{1}{(1-y)^2} - \frac{\eta}{y^2} = \frac{(1-y) h_L^2}{M_3 G r^3}. \quad (4)$$

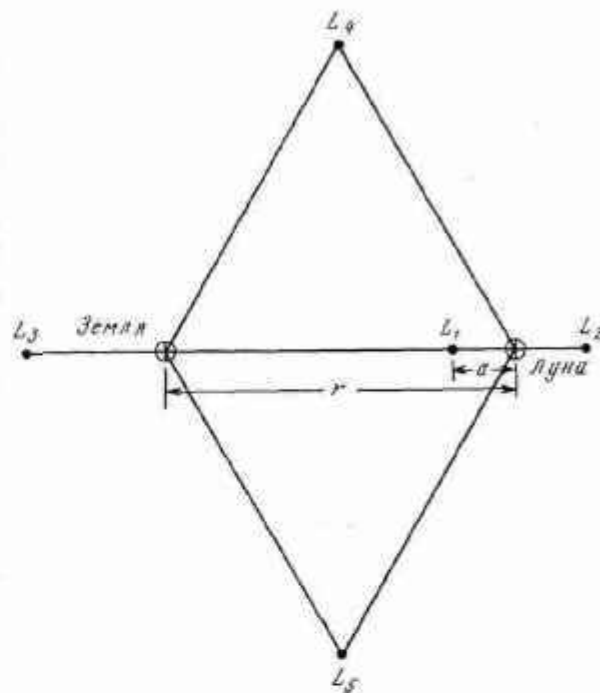


Рис. 1. Точки Лагранжа в системе Земля — Луна.

Если $M_3 \gg M_1$, то можно ожидать, что значение y мало. Следовательно, можно использовать разложение в ряд

$$\frac{1}{(1-y)^2} \approx 1 + 2y + 3y^2 + \dots \quad (5)$$

Здесь мы сохранили только два члена разложения. Заметим, что

$$p = \frac{2\pi^2}{h_L^2} \quad (6)$$

(если считать, что $e = 0$), и из третьего закона Кеплера мы получаем

$$p^2 = \frac{4\pi^2 r^3}{M_3 G}. \quad (7)$$

Возведя правую часть (6) в квадрат и приравняв результат выражению (7), мы получим, что $h_L^2/M_3 G = 1$. Воспользуемся теперь разложением в ряд (5) и перепишем равенство (4) в следующем виде:

$$y^3 - \frac{\eta}{3} = 0. \quad (8)$$

Следовательно,

$$\frac{a}{r} = y = \left(\frac{\eta}{3}\right)^{1/3}. \quad (9)$$

Здесь мы полагаем, что a — положительная величина, так как точки Лагранжа лежат на прямой по обе стороны от Луны. Для системы Земля — Луна $\eta = 1/32$, и мы находим, что $a = 61\,000$ км. В это значение можно внести поправку, если принять во внимание член $3y^2$, которым мы пренебрегли в разложении (5). Если его не отбрасывать, то

$$y^3 = \frac{\eta}{3(1+y)}. \quad (10)$$

Так как правая часть этого равенства слабо зависит от y , мы можем использовать значение y , полученное выше (9), которое мы теперь обозначим через y_1 . Улучшенное значение обозначим через y_2 . Таким образом,

$$y_2(L_1) = + \left[\frac{\eta}{3(1+y_1)} \right]^{1/3} = y_1 \left(\frac{1}{1+y_1} \right)^{1/3}. \quad (11)$$

Так как значение y_1 мало по сравнению с единицей, мы снова можем использовать разложение в ряд, после чего будем иметь

$$y_2(L_1) = + y_1 (1 - y_1)^{1/3} = + y_1 \left(1 - \frac{y_1}{3} \right). \quad (12)$$

Аналогично

$$y_2(L_2) = - y_1 \left(1 + \frac{y_1}{3} \right). \quad (13)$$

Для случая Луны это дает

$$\begin{aligned} a_2(L_1) &= 58\,000 \text{ км}, \\ a_2(L_2) &= 64\,000 \text{ км}. \end{aligned} \quad (14)$$

Следует подчеркнуть, что точка L_1 не совпадает с нейтральной точкой гравитационного поля системы Земля — Луна.

Две другие точки Лагранжа, L_4 и L_5 , лежат в вершинах равнобедренных треугольников, основанием которых служит отрезок, соединяющий Землю и Луну. Наиболее интересными примерами естественных тел, находящихся в точках L_4 и L_5 , являются астероиды группы Троянцев в системе Солнце — Юпитер (разд. 12.1).

В приведенных выше рассуждениях мы совсем не касались вопроса об устойчивости рассмотренных решений. Если какой-либо объект слегка сместится из точки Лагранжа, будет ли он стремиться возвратиться в эту точку или уйдет от нее еще дальше? Решения L_1 , L_2 , L_3 , лежащие на одной прямой, неустойчивы по отношению к любому возмущению. Однако решения, лежащие в вершинах рав-

носторонних треугольников, могут быть устойчивыми (в зависимости от соотношения масс трех тел); например, для случая астероидов группы Троянцев они устойчивы.

2.4. ЗАДАЧА ТРЕХ ТЕЛ. ХВОСТЫ КОМЕТ

Для того чтобы рассмотреть эту задачу, введем систему координат, показанную на рис. 2. Мы условимся (как показано на рисунке), что координаты x , y относятся к голове кометы, а координаты со

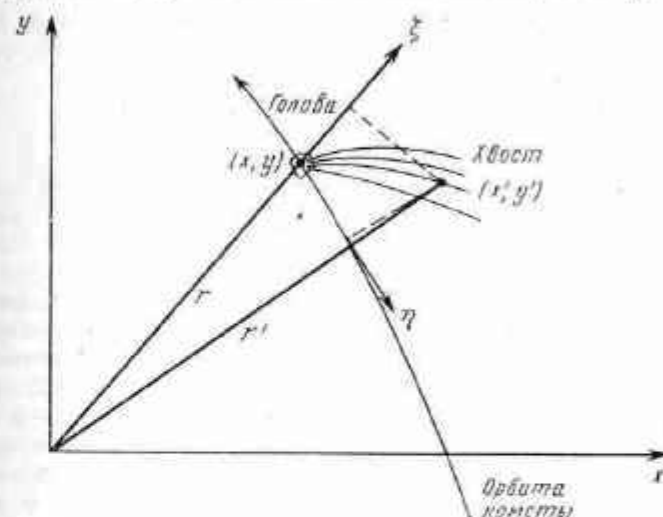


Рис. 2. Системы координат, используемые при изучении хвостов комет. Система (ξ, η) имеет начало в голове кометы, ось ξ направлена вдоль радиус-вектора, а ось η — в сторону, противоположную направлению движения кометы.

штрихами x' , y' — к частицам хвоста (см. гл. 9). Эти две системы координат связаны соотношениями

$$r\xi = xx' + yy' - r^2 \quad (1a)$$

и

$$r\eta = yx' - xy'. \quad (16)$$

С точки зрения физики ситуация такова. Сила, действующая на голову кометы, — это гравитационное притяжение Солнца. Масса головы кометы настолько мала, что не влияет на движение частицы хвоста. Однако, очевидно, что на частицу хвоста действует не только сила притяжения Солнца, но и какие-то другие силы, поэтому необходимо ввести дополнительный параметр. Уравнения движения

для головы кометы имеют вид

$$\ddot{x} + \frac{x}{r^3} = 0 \quad (2a)$$

и

$$\ddot{y} + \frac{y}{r^3} = 0. \quad (26)$$

Подчеркнем, что мы используем прямоугольную систему координат (отсутствие центробежной силы). Отметим также, что мы рассматриваем двумерную задачу, т. е. пренебрегаем координатой z . Единичей длины в уравнениях (2) служит астрономическая единица (1 а. е. = $1,5 \cdot 10^{13}$ см), а единицей времени — величина, обратная постоянной Гаусса ($1/k = 58,1$ суток).

Уравнения движения для частиц хвоста таковы:

$$\ddot{x}' + \frac{\mu x'}{r^3} = 0, \quad (3a)$$

$$\ddot{y}' + \frac{\mu y'}{r^3} = 0. \quad (36)$$

Здесь мы ввели параметр μ , который равен отношению силы, действующей на частицу хвоста, к силе тяготения. Негравитационная сила — всегда сила отталкивания, ее величина пропорциональна разности $1 - \mu$; это отношение полной, не ослабленной гравитацией силы отталкивания к силе тяготения. Параметр $1 - \mu$ определяет формы орбит частиц, составляющих хвост кометы. Если $1 - \mu < 1$, то солнечное притяжение ослаблено и частица движется по гиперболе, вогнутой в сторону Солнца. Если $1 - \mu = 1$, то результирующая притяжения и отталкивания равна нулю и частица движется по прямой. Если $1 - \mu > 1$, то результирующая сила — сила отталкивания и орбита представляет собой гиперболу, выпуклую в сторону Солнца.

Искомое решение должно иметь вид

$$x'(t) = x'(x, y, \text{качальные условия}, t - t_0). \quad (4)$$

Метод Бесселя — Бредихина состоит в том, чтобы разложить каждую координату в ряд Тейлора по степеням $T = t - t_0$:

$$x' = x' \Big|_{t_0} + \frac{dx'}{dt} \Big|_{t_0} T + \frac{d^2 x'}{dt^2} \Big|_{t_0} \frac{T^2}{2} + \dots \quad (5)$$

Коэффициенты разложения (5) определяются из уравнения движения. Значения $\xi(t)$ и $\eta(t)$ получаются непосредственно из приведенных выше уравнений, но процесс их вычисления несколько громоздок. Мы не будем приводить его здесь в подробностях.

Результаты можно записать в виде

$$\xi = -gT \cos G + \left[\frac{1-\mu}{r^2} - 2g \sin G \frac{p^{1/2}}{r^2} \right] \frac{T^2}{2} + \left[\frac{1-\mu}{r^3} \frac{4e \sin v}{p^{1/2}} - g \cos G \left(\frac{2\mu}{r^3} - \frac{3p}{r^4} \right) - g \sin G \frac{6e \sin v}{r^3} \right] \frac{T^3}{6} + \dots \quad (6)$$

и

$$\eta = +gT \sin G - g \cos G \left(\frac{2p^{1/2}}{r^2} \right) \frac{T^2}{2} + \left[\frac{1-\mu}{r^4} 2p^{1/2} - g \sin G \left(\frac{\mu}{r^3} + \frac{3p}{r^4} \right) - g \cos G \frac{6e \sin v}{r^3} \right] \frac{T^3}{6} + \dots \quad (7)$$

Здесь мы сохранили члены разложения вплоть до членов третьего порядка; всегда следует помнить о том, что разложение в ряд пригодно лишь для достаточно малых отрезков времени. Использованы следующие обозначения: g — скорость выброса частиц из головы кометы; G — угол между направлением выброса и радиусом-вектором; $p = a(1 - e^2)$ — так называемый параметр орбиты, e — эксцентриситет, v — истинная аномалия, т. е. угол между направлениями из Солнца на перигелий и на комету. Он имеет тот же самый физический смысл, что и угол η в разд. 2.1 и 2.2.

Если скорость g постоянна, а G принимает все значения, то уравнения (6) и (7) представляют сдвигающуюся и расширяющуюся голову кометы, образованную частицами, выброшенными в один и тот же момент (галосы). Если выброс происходит непрерывно, то при помощи этих уравнений можно показать, что оболочка головы имеет параболическую форму. И, наконец, положив $\langle g \rangle = 0$, мы получим уравнения для формы кометного хвоста:

$$\xi = \frac{1-\mu}{r^2} \frac{T^2}{2} + \frac{1-\mu}{r^3} \frac{4e \sin v}{p^{1/2}} \frac{T^3}{6} + \dots \quad (8)$$

и

$$\eta = \frac{1-\mu}{r^4} 2p^{1/2} \frac{T^2}{6} + \dots \quad (9)$$

Чтобы получить синдинуamu оси хвоста, необходимо исключить время из двух последних уравнений. Сделав это, будем иметь

$$\xi = \left[\frac{9r^2(1-\mu)}{8p} \right]^{1/2} \eta^{2/3} + \frac{2e \sin v}{p} \eta. \quad (10)$$

Уравнение (10) не дает траектории частиц хвоста; оно представляет кривую, на которой располагаются (в данный момент) частицы,

непрерывно вылетающие из головы. Отметим, что вблизи головы кометы ее хвост касается радиуса-вектора.

Этим мы кончим наше краткое введение в теорию движений кометных хвостов, разработанную Бесселем и Бредихиным.

2.5. ДВИЖЕНИЕ ЛИНИИ АПСИД

Замкнутые эллиптические орбиты, полученные для задачи двух тел в разд. 2.2, осуществляются в том случае, если на систему не действуют никакие другие силы и если притягивающее тело можно считать материальной точкой. Если же сила изменяется не обратно пропорционально квадрату расстояния, а по какому-либо другому закону, то орбита, вообще говоря, не будет замкнутой. Однако при небольших отклонениях от закона обратного квадрата орбита приближается к эллиптической. В последнем случае можно считать, что она представляет собой медленно поворачивающийся эллипс. Большая ось эллипса называется у таких орбит линией апсид. Рассмотрим теперь спутник, движущийся по приблизительно эллиптической орбите в плоскости экватора планеты; последнюю можно считать слегка сжатым сфероидом.

Потенциал слегка сжатого сфероида можно выразить в виде

$$V(r) = -Gm \left(\frac{M}{r} + \frac{C-A}{2r^3} \right) \quad (1)$$

или, если ввести обозначение $u = 1/r$,

$$V(u) = -Gm \left[Mu + \frac{1}{2}(C-A)u^3 \right], \quad (2)$$

где M — масса планеты; m — масса спутника, а моменты инерции C и A определяются выражениями вида

$$C = \int \int \int_{\text{по всей планете}} \rho \tilde{\omega}^2 dx dy dz. \quad (3)$$

Здесь C — момент инерции относительно оси вращения, а $\tilde{\omega}$ — расстояние от этой оси. Величина A — это аналогичный момент инерции относительно оси, лежащей в плоскости экватора.

Уравнение, необходимое для решения этой задачи, может быть выведено из уравнения сохранения энергии

$$E = \frac{1}{2} m \dot{r}^2 + \frac{1}{2} m r^2 \dot{\theta}^2 + V(r). \quad (4)$$

Выразим $\dot{r}$ через величины u и θ :

$$\dot{r} = -r^2 \dot{\theta} \frac{du}{d\theta} \quad (5)$$

и перепишем уравнение (4) в виде

$$E = \frac{1}{2} m r^2 \dot{\theta}^2 \left[r^2 \left(\frac{du}{d\theta} \right)^2 + 1 \right] + V(r). \quad (6)$$

Так как сила центральная, то можно исключить θ при помощи соотношения, аналогичного равенству (4) разд. 2.1. Тогда получим

$$E = \frac{1}{2} \frac{J^2}{m r^2} \left[r^2 \left(\frac{du}{d\theta} \right)^2 + 1 \right] + V(r) \quad (7)$$

или, окончательно

$$\frac{du}{d\theta} = \left\{ \frac{[E - V(u)] 2m}{J^2} - u^2 \right\}^{1/2}. \quad (8)$$

Это равенство можно переписать в виде

$$\theta - \theta_0 = \int \frac{du}{\{[E - V(u)] (2m/J^2) - u^2\}^{1/2}} \quad (9)$$

или после подстановки выражения для потенциала

$$\theta - \theta_0 = \int \frac{du}{\{[E + GmMu + Gm(C-A)u^3/2] (2m/J^2) - u^2\}^{1/2}} \quad (10)$$

Интегрирование правой части (10) возможно в том случае, если известны корни кубического многочлена. Приближенные решения можно найти из рассмотрения общего вида графика кубического

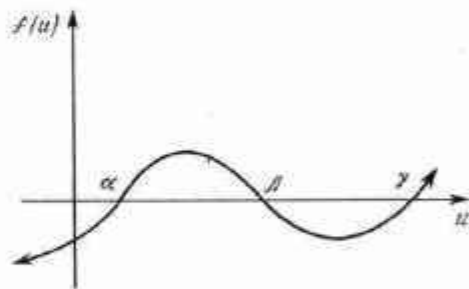


Рис. 3. Кубический многочлен $f(u)$ из уравнения (10) и решения α , β и γ из уравнения (11).

многочлена $f(u)$. График $f(u)$ изображается кривой типа приведенной на рис. 3. Следовательно, мы можем получить приближенное значение γ , пренебрегая постоянным членом, и приближенные значения α и β , пренебрегая членом с u^3 . Этот способ несложен и уравнение (10) приобретает вид

$$\theta - \theta_0 = \int_{\alpha}^{\beta} \frac{du}{[Gm^2(C-A)/J^2]^{1/2} [(u-\alpha)(u-\beta)(u-\gamma)]^{1/2}}. \quad (11)$$

Заметим, что мы заменили неопределенный интеграл удвоенным определенным с пределами интегрирования α и β . Это сделано

потому, что при замкнутой орбите u может меняться только в этих пределах.

Выполнить интегрирование нетрудно, в результате получается 2π плюс величина θ_A , которая равна углу поворота оси апсид за время одного оборота спутника по орбите:

$$\theta_A = \frac{3\pi G^2 M (C-A) m^2}{J^4}. \quad (12)$$

Эта формула связывает скорость вращения оси апсид с величиной $C - A$ для данной планеты. Такая степень приближения достаточна, чтобы дать приемлемые значения для скоростей движений линий апсид спутников Марса — Деймоса и Фобоса; она приводит также к разумному значению $C - A$ для Юпитера, вычисленному по движению осей апсид его спутников. Такого рода сведения имеют значение для изучения внутреннего строения планет (разд. 15.1).

2.6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ НЕБЕСНАЯ МЕХАНИКА

Теперь, когда мы можем использовать искусственные спутники и планеты, представляется возможность помимо простого собирания данных поставить еще и соответствующие эксперименты. Очевидно, что можно получить сведения о внутреннем строении Земли (см. разд. 2.5). По-видимому, наиболее интересны те аспекты экспериментальной небесной механики, которые могут дать сведения относительно природы гравитационного взаимодействия или служить для проверки общей теории относительности.

Очень увлекательная проблема теории тяготения связана с гравитационной постоянной G . А priori не очевидно, почему G не может изменяться, например, со временем. В самом деле, некоторые геологические факты можно объяснить тем, что G изменяется обратно пропорционально возрасту вселенной. Это следует также из космологии Дирака. Спутник, движущийся по соответствующей орбите, мог бы дать гравитационный стандарт времени, который можно сравнивать с атомным стандартом на поверхности Земли; этот эксперимент мог бы послужить для обнаружения вековых изменений в значении G . Можно предложить ряд других экспериментов для исследования особенностей гравитационного взаимодействия.

Единственное твердо установленное астрономическое доказательство общей теории относительности — это хорошо известное движение перигелия орбиты Меркурия. Гравитационное красное смещение в спектре Солнца (обусловленное тем, что частота света должна изменяться с гравитационным потенциалом) нельзя считать доказанным, так как этот эффект замаскирован сдвигами частоты, вызванными, например, турбулентностью в атмосфере Солнца. Гравитационное красное смещение было измерено в лаборатории

посредством эффекта Мессбауэра, но было бы весьма желательно получить независимое астрономическое доказательство. Это можно было бы сделать путем сравнения какого-либо стандарта времени, установленного на ракете, с другим, находящимся на поверхности Земли. Технически задача состоит в том, чтобы выяснить, какой тип атомных часов обладает достаточной стабильностью, для того чтобы его можно было использовать на спутнике; заметим, что в этом эксперименте необходимо учитывать замедление времени, следующее из специальной теории относительности.

Описанные и другие подобные эксперименты обещают внести существенный вклад в наши представления об основных физических процессах. Следует надеяться, что над ними будут усиленно работать.

2.7. УСТОЙЧИВОСТЬ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Одна из наиболее трудных проблем небесной механики — это устойчивость орбит планет в течение очень долгих отрезков времени. Чтобы ответить на вопрос, через сколько лет орбита Земли станет заметно иной, необходимо принять во внимание многие обстоятельства. Кроме точного решения уравнений движения планет с учетом возмущений (что пока выходит за пределы возможностей математики), необходимо рассмотреть релятивистские, приливные и электромагнитные эффекты, а также возможные встречи со звездами или межзвездными облаками.

Эта проблема остается пока не решенной. В настоящее время мы можем лишь высказать некоторые утверждения по поводу таких отдельных подпроблем, как вековое изменение элементов орбит планет, полученные в предположении, что действует только ньютоновское тяготение. В качестве примера мы привели в табл. 3 вековые изменения в среднем движении четырех планет, вычисленные Ньюкомбом.

Таблица 3
Годичные вековые изменения в среднем
годовом движении

Планета	Вековое изменение
Меркурий	+0",00000495
Венера	+0",00000096
Земля	-0",00000403
Марс	+0",00000169

Из этой таблицы мы видим, что для Земли среднее годовое движение уменьшается на $0''.000004$ в год, если пренебрегать всеми эффектами, кроме ньютоновских возмущений. Так как годовое движение Земли равняется $360^\circ = 360 \cdot 3600'' = 1296000''$ в год, то это вековое уменьшение составляет $1/3 \cdot 10^{11}$ долю. Таким образом, тропический год (365,24 суток) с каждым годом увеличивается на 10^{-9} суток, или на 10^{-4} сек.

Таким образом, если не учитывать других эффектов, то за 10^{10} лет в орбите Земли должны произойти лишь относительно малые изменения. Мы можем быть уверены в том, что солнечная система будет устойчива в течение длительного периода времени; точную величину этого периода еще предстоит вычислить.

ЛИТЕРАТУРА

Превосходным источником справок по разнообразным разделам небесной механики может служить работа

1. Blitzler L., Amer. J. Phys., 31, 233 (1963).

К разд. 2.1

2. Sterne T. E., An Introduction to Celestial Mechanics, Interscience Publishers, Inc., New York, 1960, ch. 1. (Русский перевод: Т. Штерн, Введение в небесную механику, М., изд-во «Мир», 1964.)
3. Symon K. R., Mechanics, Addison-Wesley Publishing Co., Inc., Reading Mass., 1953, ch. 3.

К разд. 2.2

См. [1, 3], а также

4. Smart W. M., Textbook on Spherical Astronomy, 4 ed., Cambridge University Press, London, 1944, ch. 5.

К разд. 2.3

Задача двух тел и вопросы устойчивости рассматриваются в книге

5. Moulton F. R., An Introduction to Celestial Mechanics, The Macmillan Company, New York, 1953, ch. 8. (Русский перевод: Ф. Р. Мультон, Небесная механика, М.—Л., 1935.)

Математический вывод положения пяти точек Лагранжа дан в книге

6. Verregt M., Principles of Astronautics, Elsevier Publishing Company, Amsterdam, 1960, pp. 83—95.

К разд. 2.4

Соответствующий материал можно найти в следующих обзорных статьях, где приведена обширная библиография:

7. Bobrovnikoff N. T., in Astrophysics, ed. J. A. Hynek, McGraw-Hill Company, New York, 1951, pp. 302—356.
8. Wurm K., in Handbuch der Physik, vol. 52, ed. S. Flügge, Springer-Verlag OHG, Berlin, 1959, pp. 465—518.

К разд. 2.5

Применение результатов наблюдения орбит спутников к изучению планет подробно изложено в статье

9. Bouwer D., Clemence G. M., in Planets and Satellites, eds. G. P. Kuiper, B. M. Middlehurst, The University of Chicago Press, Chicago, 1961, pp. 31—94. (Русский перевод: Планеты и спутники, под ред. Дж. Койпера и Б. Миддлхерст, ИЛ, М., 1963.)

К разд. 2.6

Проблемы экспериментальной небесной механики и возможности различных экспериментов со спутников описаны в статье

10. Dicke R. H., in Science in Space, eds. L. V. Berkner, H. Odishaw, pp. 91—118, McGraw-Hill Company, New York, 1961. (Русский перевод: Наука в космосе, под ред. Л. Беркнера и Х. Одишоу, Физматгиз, 1964.)

К разд. 2.7

Устойчивость солнечной системы рассматривается в обзоре

11. Hagihara Y., in Planets and Satellites, eds. G. P. Kuiper, B. M. Middlehurst, The University of Chicago Press, Chicago, 1961, pp. 95—158. (Русский перевод: Планеты и спутники, под ред. Дж. Койпера и Б. Миддлхерст, ИЛ, М., 1963.)

Дополнительная литература

12. Молчанов А. М., Об эволюции планетных систем, сб. «Проблемы движения искусственных небесных тел», Изд-во АН СССР, 1963, стр. 42—49.
13. Арнольд В. И., Малые знаменатели и проблема устойчивости в классической и небесной механике, сб. «Проблемы движения искусственных небесных тел», Изд-во АН СССР, 1963, стр. 7—17.
14. Дубошин Г. Н., Небесная механика, изд-во «Наука», 1964.
15. Чеботарев Г. А., Аналитические и численные методы небесной механики, изд-во «Наука», 1965.

Основные сведения о Солнце и его недрах

Солнце чрезвычайно интенсивно изучается в астрономии не только потому, что оно господствует в солнечной системе, но также и потому, что это единственная звезда, достаточно близкая к нам для детального изучения ее поверхности, ее атмосферы и ее активности. Физика Солнца лежит в основе как астрономии солнечной системы, так и всей физики звезд. Большая часть рассуждений, приведенных в тех главах, где излагается физика Солнца, может быть применена с некоторыми изменениями к большинству звезд из окрестностей Солнца. Но на Солнце мы можем видеть и изучать явления, присутствие которых на других звездах можно лишь предполагать.

После обзора основных данных о Солнце, мы опишем вкратце методы исследования его внутреннего строения, а также изложим современные представления о его образовании и эволюции. Физические условия в атмосфере Солнца будут рассмотрены в гл. 4 и 5. Разнообразные проявления солнечной активности будут описаны в гл. 6.

3.1. ОСНОВНЫЕ ДАННЫЕ О СОЛНЦЕ

Положение Солнца в Галактике

Солнце находится вблизи галактической плоскости на расстоянии нескольких десятков килопарсеков ($1 \text{ кпс} = 3,1 \cdot 10^{21} \text{ см}$) от центрального ядра Галактики. Оно расположено на внутреннем краю спиральной ветви и имеет химический состав и кинематические свойства, типичные для звезд, принадлежащих к плоскому, быстро вращающемуся диску Галактики. Скорость обращения Солнца вокруг центра Галактики, определить которую не так легко, имеет значение порядка 250 км/сек . Установлено, что Солнце движется по отношению к ближайшим звездам (собственное движение) со скоростью 20 км/сек .

Масса

Масса Солнца определяется по параметрам планетных орбит одновременно с экспериментальным значением постоянной всемирного тяготения G . Она равняется $1,99 \cdot 10^{33} \text{ г}$ и, обозначаемая через $M_{\odot}$, часто служит единицей массы в астрономических расчетах. Скорость ускользания составляет для Солнца 617 км/сек ; чтобы покинуть поверхность Солнца, любая нейтральная частица должна иметь скорость, превосходящую эту величину.

Расстояние и радиус

Среднее расстояние до Солнца может быть определено методами небесной механики, если уже известно расстояние между какими-либо двумя телами в солнечной системе. До настоящего времени наибольшая точность достигается при использовании расстояния до планеты Венеры, найденного радиолокационным методом. Вычисленное на его основе среднее расстояние между Солнцем и Землей составляет $1,496 \cdot 10^{13} \text{ см}$. Средний угловой диаметр Солнца $31'59''$, следовательно, его линейный радиус равен $6,96 \cdot 10^{10} \text{ см}$. В форме Солнца не было обнаружено никаких отклонений от сферичности. Радиус Солнца $R_{\odot}$ часто употребляется в качестве единицы расстояния, особенно в исследованиях межпланетной среды. Расстояние от Солнца до Земли равняется, например, $215 R_{\odot}$.

Вращение

Чтобы заметить вращение Солнца, достаточно наблюдать в течение двух дней подряд солнечные пятна или какие-нибудь другие образования на поверхности Солнца. Средний сидерический (т. е.

Таблица 4

Угол поворота Солнца за сутки *

Широта	По пятнам	По эффекту Доплера
0°	14°,37	14°,70
35	13°,51	13°,15
65	12°,23	12°,00
80	11°,85	11°,73

* По Петтиту, см. [5].

относенный к «неподвижным» звездам) период вращения Солнца равняется 25,36 суток. Его можно измерить по перемещению различных образований на солнечном диске или по лучевой скорости края диска (солнечного лимба), равной примерно 2 км/сек. Оба метода указывают на заметное изменение скорости вращения с широтой. В среднем сидерическая угловая скорость составляет $14^{\circ},20$ в сутки, но она больше на экваторе и значительно меньше вблизи полюсов (см. табл. 4).

Светимость

Количество энергии, излучаемой Солнцем в 1 сек, можно определить прежде всего по солнечной постоянной, которая равняется количеству энергии, получаемой площадкой в 1 см^2 , расположенной перпендикулярно к солнечным лучам на расстоянии от Солнца, равном среднему радиусу орбиты Земли. Исключительно тщательные измерения, выполненные с ракет и на высокогорных обсерваториях, дали для солнечной постоянной приближенное значение $1,95 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{мин.}$

Светимость Солнца получается умножением этой величины на площадь поверхности сферы радиусом 1 а. е. и составляет $L_{\odot} = 3,9 \cdot 10^{33} \text{ эрг/сек.}$ Поток излучения с поверхности Солнца, обозначаемый πF , равен

$$\pi F = \frac{L_{\odot}}{4\pi R_{\odot}^2} \quad (1)$$

Температура

Допустив, что Солнце излучает как абсолютно черное тело, мы можем вычислить по измеренному потоку излучения его температуру. Закон Стефана — Больцмана гласит, что

$$\pi F = \sigma T^4, \quad (2)$$

где $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}^4$. Эта формула дает для Солнца эффективную температуру 5750° К , которая хорошо согласуется со значениями других видов температуры, измеряемых иными способами (разд. 4.2, 4.4, 7.4).

3.2. ОБРАЗОВАНИЕ СОЛНЦА

Предполагают, что образование звезд начинается с возникновения уплотнений в межзвездном газе. Физические свойства сгустка зависят от его положения в Галактике и от момента времени (определяющего эволюционную стадию Галактики). Межзвездное веще-

ство, из которого возникло Солнце, не было чистым водородом. В настоящее время считается вероятным, что все элементы были созданы в звездах из одного исходного материала — водорода. Различные механизмы (внезапные выбросы и спокойное истечение вещества из звезд) возвращают вещество, подвергнувшееся в звездах ядерным превращениям, обратно в межзвездную среду. Таким образом, межзвездное пространство непрерывно снабжается веществом, богатым тяжелыми элементами.

Известно, что перемешивание между поверхностными слоями и недрами Солнца незначительно. Следовательно, химический состав внешних оболочек Солнца отражает состав первоначального межзвездного сгустка, из которого возникло Солнце; на этом основании полагают, что Солнце принадлежит по крайней мере к третьему поколению звезд. В Галактике есть звезды, которые моложе Солнца, и много таких, которые старше его. В самом деле, многие факты говорят за то, что образование звезд происходит и в настоящее время. Можно думать, что на некоторых фотографиях звездного неба мы видим рождающиеся молодые звезды — так называемые объекты Хербинга — Аро.

Проблема образования конденсаций в межзвездном веществе не тривиальна, так как приходится принимать во внимание влияние турбулентных движений и магнитных полей. Удовлетворительной теории образования протозвезд не существует до сих пор. Однако если протозвезда уже образовалась, то следующим шагом в ее эволюции будет гравитационное сжатие. В результате сжатия звезда приходит в состояние, близкое к устойчивости, и становится звездой *главной последовательности*. Главная последовательность — это та область на диаграмме светимость — эффективная температура (диаграмма Герцшпрунга — Рессела, или диаграмма Г — Р), около которой звезда проводит большую часть своей жизни (рис. 4).

Даже в том случае, когда условия благоприятствуют сжатию, мы встречаемся с теоретическими затруднениями. Например, протозвезду обычно считают образовавшейся из облака газа, имеющего характерный размер в несколько парсеков, или 10^{19} см . Облако такого размера должно иметь на поверхности скорость вращения $\sim 10^{-1} \text{ км/сек}$, обусловленную дифференциальным вращением Галактики. Если такое облако будет сжиматься до размеров звезды, сохраняя момент количества движения, то скорость вращения на поверхности образовавшейся звезды превзойдет скорость света. Поскольку этот результат явно абсурден, необходимо ввести достаточно эффективный тормозящий механизм (подобный магнитному сцеплению с межзвездным газом).

Сжатие звезды, приводящее ее на главную последовательность, сопровождается превращением гравитационной энергии в тепловую энергию и энергию излучения. Тепловая, или внутренняя, энергия

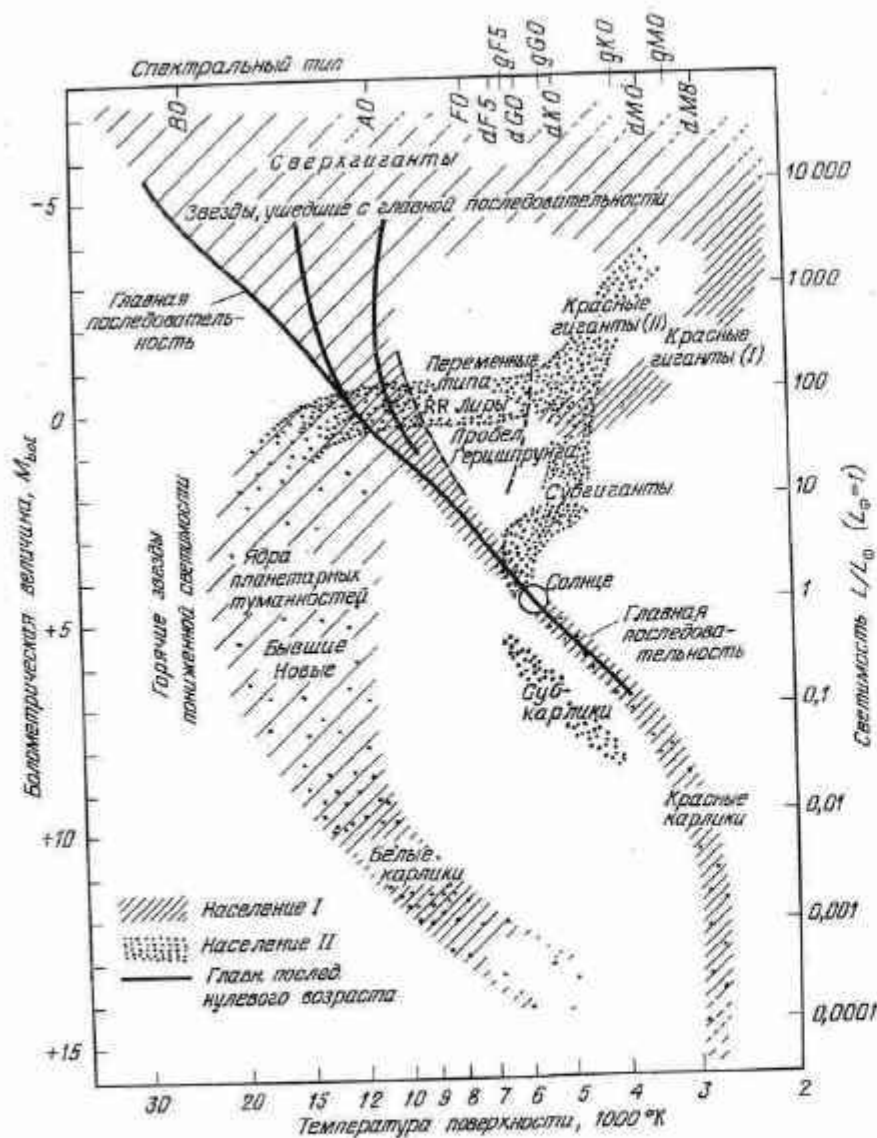


Рис. 4. Диаграмма Герцшпрунга — Рассела, или диаграмма температура — светимость. Показаны области, занятые звездами разного типа, главная последовательность и положение Солнца [6].

звезды равняется

$$U = \int_0^R \left[\frac{3}{2} \frac{kT(r)}{m} \right] 4\pi\rho(r) r^2 dr, \quad (1)$$

где m — средняя масса частицы ($\approx m_p/2$); m_p — масса протона; гравитационная энергия равна

$$\Omega = - \int_0^R \left[\frac{M(r)G}{r} \right] 4\pi\rho(r) r^2 dr; \quad (2)$$

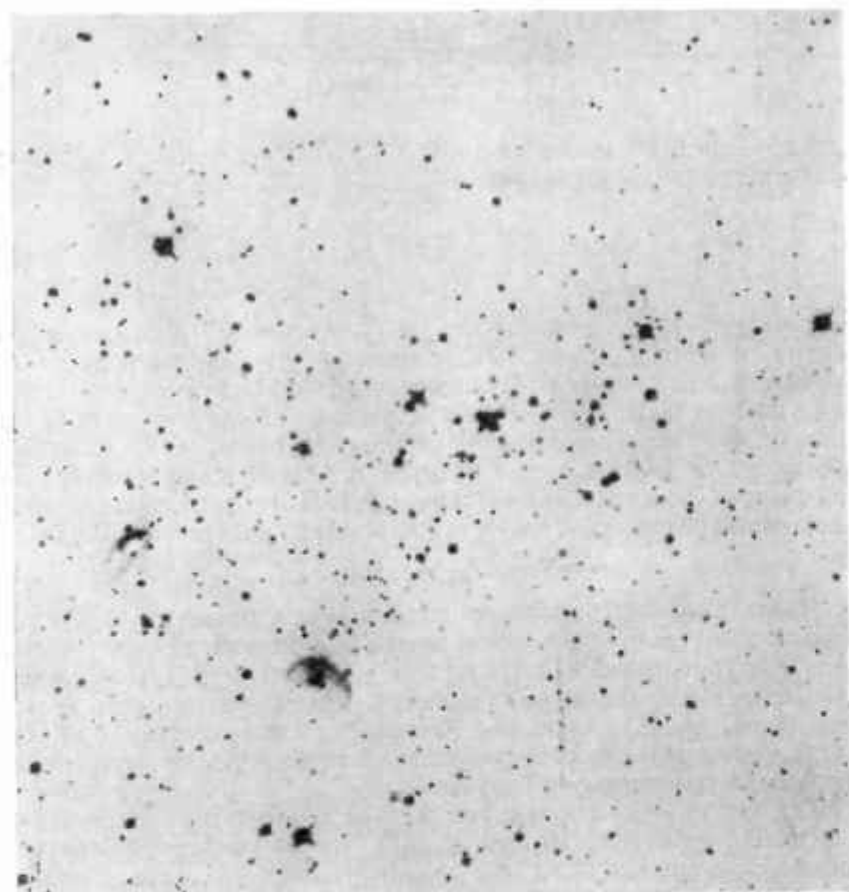
температура $T(r)$ и плотность $\rho(r)$ зависят от расстояния до центра, и $M(r)$ — масса, заключенная внутри сферы радиуса r . Гравитационная энергия подсчитывается так, как будто звезду собирали по кусочкам: работа, произведенная над элементом объема, вычисляется по отношению к оставшейся массе, т. е. к массе, заключенной внутри сферы радиуса r . Определение потенциальной энергии см. в уравнении (21) разд. 2.1. Для звезды, находящейся в состоянии равновесия, имеем (в соответствии с теоремой о вириале)

$$2U + \Omega = 0. \quad (3)$$

Численное интегрирование показывает, что сжатие в стадии Кельвина — Гельмгольца, когда звезда непрозрачна для излучения, является гомологическим, т. е. при уменьшении радиуса звезды распределение ее массы не изменяется. Таким образом, если звезда сжимается, проходя через ряд равновесных конфигураций, то очевидно, что половина энергии должна переходить во внутреннюю энергию, а половина — в излучение.

Так как внутренняя энергия должна возрастать, а распределение массы не изменяется, то должна увеличиваться температура звезды. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока центральная температура звезды не достигнет значения около 10^7 К, при котором ядерные реакции становятся достаточно эффективным энергетическим источником излучения звезды. Как только наступает равновесие, сжатие прекращается и для звезды начинается период относительно спокойного существования на главной последовательности. Звезды, которые в настоящее время сжимаются, приближаясь к главной последовательности (например, звезды типа Т Тельца), можно найти в ассоциациях (рассеянных группах из $\sim 10^2$ звезд, см. рис. 5).

Итак, эволюция звезды происходит в следующем порядке: (объект Херbiga — Aro) $\rightarrow$ (звезда типа Т Тельца) $\rightarrow$ (Солнце). Эта точка зрения находит некоторое подтверждение в том, что как объекты Херbiga — Aro, так и звезды типа Т Тельца встречаются в областях, где имеются в заметном количестве газ и пыль (т. е.



Р и с. 5. Звездная ассоциация в туманности IC 410 состоит из вновь образовавшихся в нашей Галактике звезд и связанной с ними туманности (по Шарплессу).

там, где по нашему предположению могут возникать звезды). Возможно, что в настоящее время образование звезд происходит только в звездных ассоциациях. Проследить эволюцию Солнца дальше его современного состояния мы не будем.

3.3. НЕДРА СОЛНЦА

Мы не имеем возможности получать непосредственно из наблюдений какие-либо сведения о внутренних областях Солнца. На

небольшой глубине под относительно холодными внешними слоями солнечное вещество становится непрозрачным для всех длин волн, в которых ведутся наблюдения. Все наши знания о внутреннем строении Солнца получены из теоретического рассмотрения условий, которые должны иметь место внутри звезды, если она находится в состоянии равновесия, обладает массой, радиусом, химическим составом Солнца и его источниками энергии, а граничные условия на ее поверхности совпадают с теми, которые наблюдаются на Солнце. Впрочем, это ограничение будет устранено, как только станут возможными наблюдения нейтрино, освобождающихся при ядерных реакциях. Нейтрино могут без труда выходить даже из самых внутренних областей Солнца.

Гидростатическое равновесие

При построении теоретической модели Солнца обычно предполагают для простоты, что Солнце — невращающаяся, непрерывная звезда, находящаяся в состоянии гидростатического равновесия. Последнее условие равносильно утверждению, что в каждой точке Солнца сила давления, направленная наружу, точно уравновешена силой тяготения, направленной внутрь. Так как давление на каждый малый объем dV равняется

$$- \frac{dP}{dr} dV,$$

а сила тяготения равна

$$\frac{GM(r)}{r^2} \rho dV,$$

то состояние гидростатического равновесия представляется уравнением

$$\frac{dP}{dr} = - \rho \frac{GM(r)}{r^2}, \quad (1)$$

которое определяет ход давления во всем объеме Солнца.

Распределение массы

Зависимость солнечной массы от расстояния до центра Солнца легко найти из выражения для массы, заключенной внутри сферической оболочки данного радиуса:

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho. \quad (2)$$

Уравнение баланса энергии

Из закона сохранения энергии следует, что приращение потока энергии, проходящей через любой объем Солнца, должно точно уравновешиваться количеством энергии, генерируемой в этом

объеме. Баланс энергии выражается уравнением

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \varepsilon, \quad (3)$$

где $L(r)$ — поток энергии от слоев, внутренних по отношению к радиусу r , а ε — скорость генерации энергии в $\text{эрг/сек} \cdot \text{г}$.

Лучистый перенос энергии

Приведенное ниже уравнение относится к переносу энергии в Солнце; перенос может происходить либо путем лучеиспускания, либо путем конвекции. В недрах звезды поле радиации приблизительно изотропно (одинаково во всех направлениях), поэтому проблема лучистого переноса без особого труда поддается математической трактовке. Вследствие важности этой проблемы, особенно при изучении фотосферы (разд. 4.2), она будет рассмотрена отдельно в разд. 4.1. Там выводится следующее уравнение:

$$\left[\frac{dT}{dr} \right]_{\text{луч}} = -\frac{3K\rho L(r)}{4\sigma c T^3 4\pi r^2} = -\frac{1}{k_c} \frac{L(r)}{4\pi r^2}, \quad (4)$$

где K — коэффициент поглощения (определение дается ниже), σ — постоянная Стефана — Больцмана, а c — скорость света.

Конвективный перенос энергии

В некоторых областях внутри Солнца энергия переносится не только излучением, но также и конвекцией. Исследуем прежде всего конвективную устойчивость, с тем, чтобы выяснить, в каких условиях наступает конвекция. Рассмотрим возмущение, в результате которого некоторый объем солнечного вещества перемещается по направлению к внешним слоям на расстояние δr . Изменение температуры T в переместившемся объеме равняется произведению расстояния δr на градиент температуры $(dT/dr)_{\text{ад}}$, называемый адиабатическим, поскольку при таком градиенте переместившийся объем не теряет энергии и не приобретает ее.

На том месте, куда переместился рассматриваемый объем, температура окружающего вещества уже иная, нежели на прежнем, разность равняется $\delta r (dT/dr)_{\text{стр}}$, где $(dT/dr)_{\text{стр}}$ — это реальный или структурный градиент температуры. Если $|dT/dr|_{\text{стр}} > |dT/dr|_{\text{ад}}$, то переместившийся объем будет горячее окружающей среды. Так как его давление должно быть в равновесии с давлением среды, то возникнет неравенство ρ (объема) $< \rho$ (среды), и он будет всплывать. Таким образом, рассмотренная ситуация неустойчива. Если при тех же обстоятельствах некоторый объем начнет двигаться вниз, то он будет погружаться все глубже

и глубже, т. е. опять будет иметь место неустойчивость. Условие возникновения конвекции

$$\left| \frac{dT}{dr} \right|_{\text{стр}} > \left| \frac{dT}{dr} \right|_{\text{ад}} \quad (5)$$

часто называют критерием конвективной неустойчивости по Шварцшильду. Отметим, что обратное неравенство благоприятствует устойчивости: при его выполнении сдвинувшийся вверх объем будет тяжелее окружающего вещества и не сможет двигаться далее вверх.

Поскольку Солнце находится в состоянии равновесия, мы можем использовать уравнение (1), записав его в виде

$$dP = -g\rho dr. \quad (6)$$

Далее, уравнение состояния, подходящее для внутренних слоев звезды, — это уравнение состояния идеального газа:

$$P = \frac{k\rho T}{\mu m_H} = NkT, \quad (7)$$

где k — постоянная Больцмана ($1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/град), m_H — масса атома водорода ($1,67 \cdot 10^{-24}$ г), N — концентрация частиц, а μ — средний молекулярный вес. Использование уравнения состояния идеального газа при плотностях, существующих в недрах звезд, допустимо потому, что почти все находящиеся там частицы представляют собой обнаженные атомные ядра, для которых поправки к уравнению идеального газа незначительны. Приняв уравнение состояния (7), мы тем самым ввели предположение, что давлением излучения можно пренебречь. Для Солнца это хорошее приближение, и оно уже было использовано неявно в уравнении гидростатического равновесия. Из уравнений (6) и (7) получаем

$$-\frac{dP}{dr} = \frac{gP\mu m_H}{kT}. \quad (8)$$

Умножив (8) на dT/dP , будем иметь

$$-\frac{dT}{dr} = \frac{g\mu m_H}{k} \frac{dT}{dT}. \quad (9)$$

Таким образом, критерий Шварцшильда можно переписать в виде

$$\left(\frac{dT}{dP} \right)_{\text{стр}} > \left(\frac{dT}{dP} \right)_{\text{ад}}. \quad (10)$$

Конвекция всегда уменьшает структурный градиент температуры и стремится приблизить его к адиабатическому значению. Этот процесс очень эффективен в недрах звезд, и там разность между структурным и адиабатическим градиентами настолько мала, что для

слоев, находящихся в конвективном равновесии, последний может служить хорошим приближением. Уравнение адиабаты может быть написано в виде

$$\rho = \text{const } P^{1/\gamma}, \quad (11)$$

где $\gamma = c_p/c_v$ — отношение удельных теплоемкостей. Отметим, что для высокоионизованного газа $\gamma = 5/3$. Плотность ρ можно исключить при помощи уравнения (7), после чего логарифмическое дифференцирование дает

$$\left[\frac{d \ln T}{d \ln P} \right]_{\text{ад}} = 1 - \frac{1}{\gamma}. \quad (12)$$

Из уравнений (12), (9) и (8) находим

$$\left[\frac{dT}{dr} \right]_{\text{ад}} = \frac{dP}{dr} \frac{T}{P} \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right). \quad (13)$$

Полученное соотношение аналогично уравнению (4) для случая конвективного равновесия. При построении модели внутренних слоев звезды необходимо применять критерий устойчивости (10) к каждой точке, чтобы выяснить, каким уравнением следует пользоваться: (4) или (13).

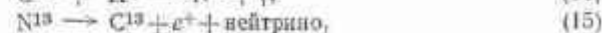
Источники энергии

Рассмотрим теперь источники солнечной энергии и выясним значение величины ϵ в выражении (3). С определенностью установлено, что энергии гравитационного сжатия недостаточно для того, чтобы обеспечить излучение Солнца в течение значительного периода его жизни. В самом деле, на излучение уходит половина всей гравитационной энергии; разделив количество энергии на скорость ее потери (равную светимости Солнца), мы получим так называемое кельвинское время сжатия, которое для Солнца равняется $3 \cdot 10^7$ лет. Эта шкала времени примерно в сто раз короче, чем возраст земной коры, определенный по геологическим данным.

Значительно большего можно ожидать от ядерных источников энергии. Если бы вся масса Солнца состояла из водорода, то превращение водорода в гелий дало бы $0,007 c^2 M_{\odot}$ эрг, где $0,007$ — дефект массы при превращении водорода в гелий. Этой энергии было бы достаточно для поддержания излучения Солнца в течение времени порядка 10^{11} лет. Такая шкала времени представляется достаточно продолжительной, поскольку возраст вселенной, оцененный по возрасту старейших известных нам звезд и из космологических соображений, составляет $3 \cdot 10^{10}$ лет.

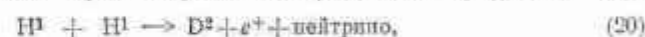
Применение ядерной физики к условиям, свойственным внутренним слоям звезд, показало, что в поисках источников солнечной

энергии имеет смысл рассматривать только два ряда цепных ядерных реакций. Первый ряд, предложенный Бете, называется углеродным циклом. В нем C^{12} действует как катализатор при превращении водорода в гелий. Цикл Бете складывается из следующих реакций:



Окончательный результат сводится к тому, что $4H^1$ превращается в $1He^4$; отметим, однако, что нейтрино уходят из звезды и при подсчете полной энергии ($4,0 \cdot 10^{-8}$ эрг), освобождаемой в процессе образования одного атома гелия в углеродном цикле, необходимо учитывать их потерю.

Другой процесс, протон-протонная реакция, протекает так:



За этими реакциями может следовать



или



После этой реакции процесс снова может пойти двояко. Либо



либо



Полная энергия, выделяющаяся при образовании одного атома гелия, равняется $4,3 \cdot 10^{-5}$ эрг. Однако нейтрино уносят с собой некоторое количество энергии и при протонно-протонной реакции происходят энергетические потери, составляющие соответственно 2%, 4% и 29% при осуществлении вариантов (22), (25) и (28). Вопрос об относительной роли каждого из трех вариантов протонно-протонной реакции выяснен не до конца. Приводимые ниже оценки скорости генерации энергии относятся к первому варианту протонно-протонной реакции. Эти оценки следует рассматривать только как

иллюстративные, поскольку все числовые значения слишком неопределены.

Точные выражения для скорости реакций углеродного цикла и протонно-протонного цикла довольно сложны. Однако интервал температур в звезде, в пределах которого ядерные реакции вносят существенный вклад в генерацию энергии, обычно невелик. Потерю энергии в 1 см³ в 1 сек можно представить приближенно формулами

$$\rho \epsilon_{\text{пп}} = \epsilon_1 \rho^2 X^2 \left(\frac{T}{10^6} \right)^{\nu}, \quad (29)$$

$$\rho \epsilon_{\text{у}} = \epsilon_2 \rho^2 X X_{\text{CN}} \left(\frac{T}{10^6} \right)^{\nu}, \quad (30)$$

где X — доля водорода по массе, а X_{CN} — доля по массе азота и углерода вместе. Значения параметров, входящих в уравнения (29) и (30), даны в табл. 5.

Таблица 5

Параметры для интерполяционных формул (29) и (30) *

Протонно-протонный цикл			Углеродный цикл		
$T, 10^6 \text{ } ^\circ\text{K}$	$\lg \epsilon_1$	ν	$T, 10^6 \text{ } ^\circ\text{K}$	$\lg \epsilon_1$	ν
4—6	—5,84	6	12—16	—22,2	20
6—10	—6,04	5	16—24	—19,8	18
9—13	—5,56	4,5	21—31	—17,1	16
11—17	—5,02	4	24—36	—15,6	15
16—24	—4,40	3,5	36—50	—12,5	13

* По Босман-Кресони, Фаулдеру и Хамблету [12].

Непрозрачность солнечного вещества

Непрозрачность звездного вещества обусловлена в основном тремя процессами — это связанно-свободные переходы, свободно-свободные переходы и томсоновское рассеяние. Непрозрачность сильно зависит от частоты излучения ν . Коэффициент поглощения в данной частоте обозначается K_ν и называется монохроматическим коэффициентом поглощения. Монохроматические коэффициенты поглощения можно складывать следующим образом:

$$K_\nu (\text{полн.}) = K_\nu (\text{связ.-своб.}) + K_\nu (\text{своб.-своб.}) + K_\nu (\text{эл.}). \quad (31)$$

Вычислить точные значения коэффициентов поглощения очень трудно. Для этого необходимо знать относительные содержания и степени ионизации многих элементов. Для Солнца наиболее существенны связанно-свободные переходы тяжелых элементов. Заме-

тим, что в выражение (4) входит коэффициент поглощения, осредненный по частоте, и само это выражение справедливо лишь в том случае, если определено соответствующим образом понятие среднего K . Мы покажем в разд. 4.1, что правильное среднее (росселандово среднее) коэффициента поглощения вычисляется по формуле

$$\frac{1}{K} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{K_\nu (1 - e^{-h\nu/kT})} \frac{dB_\nu}{d\nu} d\nu}{\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{d\nu} d\nu}, \quad (32)$$

где B_ν — удельная интенсивность излучения, определяемая формулой Планка

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (33)$$

а множитель $1 - e^{-h\nu/kT}$ учитывает вынужденное излучение. Приближенное значение коэффициента поглощения для Солнца дает формула Крамерса

$$K (\text{своб.-связ.}) = 4 \cdot 10^{25} \frac{\bar{g}}{t} Z (1 + X) \frac{\rho}{T^{3,5}}, \quad (34)$$

где Z — доля тяжелых элементов по массе, $\bar{g}$ — постоянная, именуемая средним фактором Гаунта, а t — так называемый обрезачный множитель. Обычно значения t заключены между 1 и 10, а $\bar{g} \approx 1$; например, для Солнца $t \bar{g} \approx 3$. Заметим для будущего, что через Y обозначается относительное содержание (по массе) гелия; таким образом, $X + Y + Z = 1$.

Ионизация

Состояние ионизации в недрах звезды определяется по формуле Саха:

$$\frac{N(r-1) N_e}{N(r)} = 2 \frac{g(r-1)}{g(r)} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\chi(r)/kT}, \quad (35)$$

где $N(r)$ — концентрация ионов, у которых осталось r электронов, $\chi(r)$ — потенциал ионизации, а $g(r)$ — соответствующий статистический вес.

В табл. 6 приведены данные об ионизации элементов в недрах Солнца, полученные в результате тщательных вычислений для $T = 10^7 \text{ } ^\circ\text{K}$ и $\lg [2 (2\pi m_e kT)^{3/2} / N_e h^3] = 5$. Из таблицы видно, что предположение о полной ионизации элементов внутри Солнца можно считать хорошим приближением. Следовательно, число частиц

Таблица 6

Состояние ионизации в недрах Солнца *

Элемент	A	Число связанных электронов	Число свободных электронов	Полное число свободных частиц на ядро
O	16	0,24	7,76	8,76
Mg	24,3	0,3	11,7	12,7
Si	28,1	0,5	13,5	14,5
Ca	40,1	1,9	18,1	19,1
Fe	55,8	3,0	23,0	24,0

* По Стрёмгрену, см. [9].

в 1 см^3 можно вычислять так: водород дает $2X\rho/m_H$ частиц, гелий — $3/4 Y\rho/m_H$, а тяжелые элементы — $(A/2) Z\rho/Am_H = Z\rho/2m_H$ частиц; вклад тяжелых элементов почти целиком состоит из электронов. Итак,

$$N = \left(2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z \right) \frac{\rho}{m_H}. \quad (36)$$

Сравнивая выражения (36) и (7), получаем следующее выражение для среднего молекулярного веса:

$$\mu = \frac{1}{2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z}. \quad (37)$$

Химический состав

Химический состав определяется (по крайней мере в принципе) путем изучения линий поглощения в спектре фотосферы. Однако этот способ дает в лучшем случае первоначальный химический состав Солнца, т. е. состав того Солнца, в котором только что стали существенными ядерные реакции. Ядерные реакции непрерывно истощали запасы водорода в центральной области Солнца, и потому его химический состав есть функция времени и расстояния от центра. Следовательно, надо построить модель первоначального Солнца и проследить аналитически за ее эволюцией до тех пор, пока не будет достигнута светимость современного Солнца. Изменения химического состава со временем вычисляются по известным скоростям ядерных реакций.

Модели Солнца

На основании приведенных выше сведений можно рассмотреть задачу о внутреннем строении Солнца. Мы располагаем четырьмя основными уравнениями:

1) уравнение гидростатического равновесия

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM(r)}{r^2};$$

2) уравнение распределения массы

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho;$$

3) уравнение баланса энергии

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \epsilon;$$

4) уравнение переноса энергии

$$\left[\frac{dT}{dr} \right]_{\text{луч}} = -\frac{1}{\lambda_r} \frac{L(r)}{4\pi r^2}$$

или

$$\left[\frac{dT}{dr} \right]_{\text{конв}} = \frac{dP}{dr} \frac{T}{P} \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right).$$

Мы будем использовать также три соотношения, описывающих свойства газа:

1) уравнение идеального газа

$$P = \frac{k_B T}{\mu m_H};$$

2) формула коэффициента поглощения

$$K (\text{связ.-своб.}) = 4 \cdot 10^{25} \frac{g}{t} Z (1+X) \frac{\rho}{T^{3,5}};$$

3) выражения для скорости генерации энергии

$$\rho \epsilon_{\text{pp}} = \epsilon_1 \rho^2 X^2 \left(\frac{T}{10^6} \right)^v$$

и

$$\rho \epsilon_{\gamma} = \epsilon_1 \rho^2 X X_{\text{CN}} \left(\frac{T}{10^6} \right)^v.$$

При помощи всех этих уравнений и соответствующих граничных условий (границей считается атмосфера Солнца) можно определить условия в недрах Солнца, так как уравнений достаточно для решения этой задачи. К сожалению, ее аналитического решения не су-

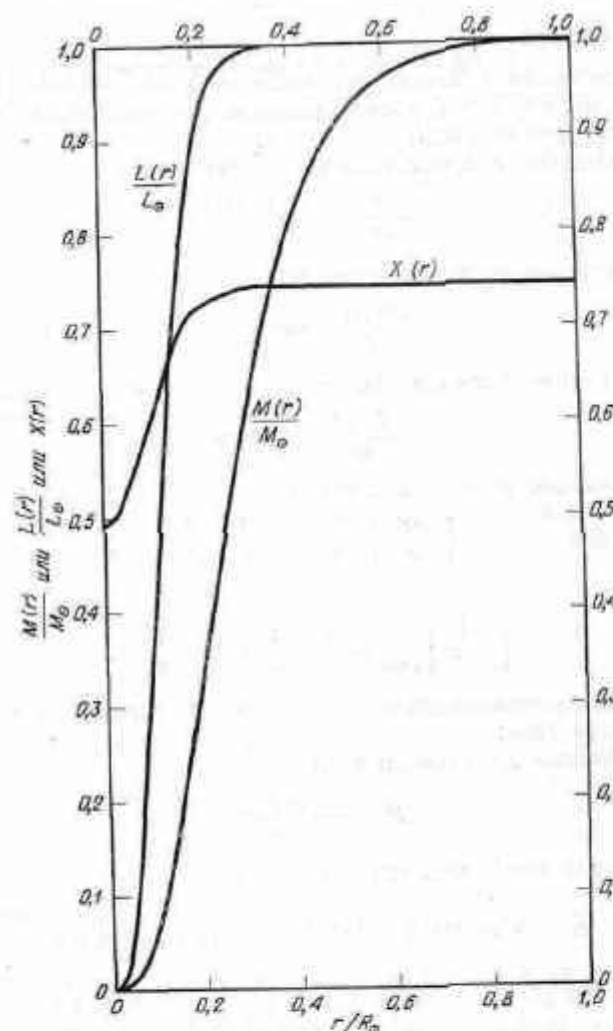


Рис. 6. Изменение с глубиной светимости Солнца, его массы и относительного содержания (по массе) водорода (X) в его веществе по модели Веймана [13]. Хорошо заметна центральная депрессия в содержании водорода.

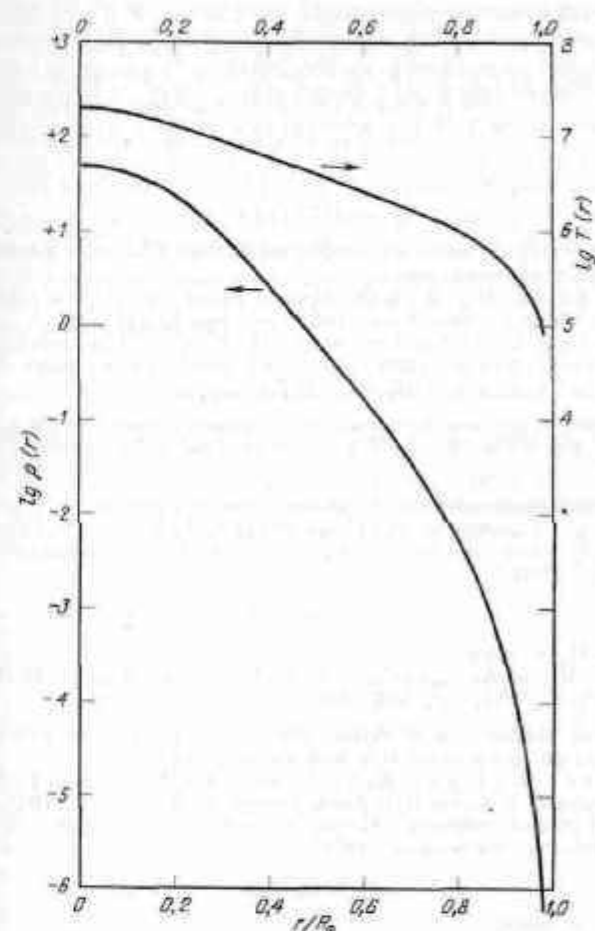


Рис. 7. Изменение с глубиной температуры и плотности в Солнце по модели Веймана [13].

существует, поэтому приходится пользоваться численными методами и строить модель слой за слоем. Для каждой точки необходимо выяснить, в каком равновесии — конвективном или лучистом — находится рассматриваемая область, и выбрать соответствующие уравнения.

Модель Солнца в его современном состоянии изображена графически на рис. 6 и 7. Химическая неоднородность Солнца и недостаток водорода в его центре хорошо видны на рис. 6. Модель нахо-

дится в конвективном равновесии от слоя $r/R_{\odot} = 0,86$ до слоев, лежащих почти под самой поверхностью; слой, расположенный над конвективным, называется фотосферой и находится в лучистом равновесии. Фотосферу мы рассмотрим в разд. 4.2 после того, как познакомимся в разд. 4.1 с элементами теории лучистого переноса энергии.

ЛИТЕРАТУРА

Статьи, в которых излагается история физики Солнца и развитие наших представлений о физике звезд:

1. Strömgren B., in *Astrophysics*, ed. J. A. Hynek, McGraw-Hill Book Company, New York, 1957, pp. 1—11, 172—258.
2. Goldberg L., in *The Sun*, ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, Chicago, 1953, pp. 1—35. (Русский перевод: Солнце, под ред. Дж. Койпера, ИЛ, М., 1957.)

Со многими вопросами физики Солнца можно ознакомиться по учебнику:

3. Амбарцумян В. А. и др., *Теоретическая астрофизика*, М.—Л., 1952.
4. Allen C. W., *Astrophysical Quantities*, The Athlone Press, London, 1955. (Русский перевод: К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, ИЛ, М., 1960.)

К разд. 3.1

См. [2—4], а также

5. Pettit E., in *Astrophysics*, ed. J. A. Hynek, McGraw-Hill Company, New York, 1951, pp. 259—301.

В качестве введения в проблемы структуры Галактики может служить книга (см. также приведенную в ней библиографию):

6. Goldberg L., Dyer E. R., in *Science in Space*, eds. L. V. Berkner, H. Odishaw, McGraw-Hill Book Company, New York, 1961, pp. 341—399. (Русский перевод: Наука в космосе, под ред. Л. Беркнера и Х. Одишоу, Физматгиз, 1964.)

К разд. 3.2

См. [6], а также

7. Burbidge G. R., Burbidge E. M., in *Handbuch der Physik*, vol. 51, ed. S. Flügge, Springer-Verlag OHG, pp. 134—295. (Русский перевод: Происхождение и эволюция звезд, М., ИЛ, 1962, стр. 104—332.)
8. Schwarzschild M., *Structure and Evolution of the Stars*, Princeton University Press, Princeton, 1958. (Русский перевод: М. Шварцшильд, *Строение и эволюция звезд*, ИЛ, М., 1961.)

К разд. 3.3

Современное состояние вопроса о внутреннем строении Солнца изложено в [8]. Более ранние работы рассмотрены в следующих книгах и статьях:

9. Chandrasekhar S., *An Introduction to the Study of Stellar Structure*, Dover Publications, Inc., New York, 1957. (Русский перевод: С. Чандрасекар, *Введение в учение о строении звезд*, ИЛ, М., 1950.)

10. Chandrasekhar S., in *Astrophysics*, ed. Hynek J. A., McGraw-Hill Book Company, New York, 1951, pp. 598—674.
11. Strömgren B., in *The Sun*, ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, Chicago, 1953, pp. 36—87. (Русский перевод: Солнце, под ред. Дж. Койпера, ИЛ, М., 1957.)

Скорости ядерных реакций взяты из статьи

12. Bosman-Crespin D., Fowler W. A., Humblet J., *Bull. Roy. Sci. Liege*, 9 (10), 327 (1954). См. также [8, рис. 1 и 2].

Приведенная здесь модель Солнца описана в работе

13. Weutmann R., *Astrophys. J.*, 126, 208 (1957). См. также [8, стр. 259].

Вопрос о потоке солнечных нейтрино разбирается в работе

14. Bahcall J. N., Fowler W. A., Iben I., Sears R. L., *Astrophys. J.*, 137, 344 (1963).

Дополнительная литература

15. Франк-Каменецкий Д. А., *Физические процессы внутри звезд*, Физматгиз, 1959.
16. Каплан С. А., *Физика звезд*, Физматгиз, 1961.
17. Амбарцумян В. А., *О проблеме происхождения звезд*, Научные труды, т. 2, Изд-во АН Арм. ССР, 1960, стр. 168.

Лучистый перенос энергии и фотосфера

Фотосферой называют ту часть атмосферы Солнца, от которой мы получаем большую часть солнечного излучения в оптическом диапазоне. Обычно полагают, что эта область Солнца находится в лучистом равновесии, следовательно, нам необходимо познакомиться с основами теории лучистого переноса.

4.1. ЛУЧИСТЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ

Исследование излучения небесных тел — основной источник астрономических данных, поэтому мы не можем обойтись без знания основных законов переноса излучения. Эти законы необходимы не только для изучения физики Солнца — на них основано также решение многих других астрономических проблем.

Определения

Пусть через поверхность $d\sigma$ в конусе с телесным углом $d\omega$ за промежуток времени dt проходит количество лучистой энергии dE_ν (в интервале частот $d\nu$). Если ось конуса составляет угол θ с нормалью к поверхности, то удельная интенсивность или просто интенсивность излучения I_ν определяется из равенства

$$dE_\nu = I_\nu \cos \theta d\omega d\nu dt d\sigma, \quad (1)$$

Интенсивность, проинтегрированная по частотам, обозначается просто I . Полный поток излучения определяется выражением

$$[\pi F_\nu] = \int_{4\pi} I_\nu \cos \theta d\omega. \quad (2)$$

Многие задачи, связанные с лучистым переносом, рассматриваются для случая плоскопараллельных слоев и осевой симметрии. Введя систему координат, ось z которой совпадает с направленной наружу нормалью, будем иметь

$$d\omega = \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (3)$$

где θ — полярный угол, а φ — азимут. Поток вдоль оси симметрии равен

$$[\pi F_\nu] = 2\pi \int_0^\pi I_\nu(\theta) \sin \theta \cos \theta d\theta. \quad (4)$$

Средняя интенсивность определяется равенством

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_\nu d\omega, \quad (5)$$

которое для случая осевой симметрии принимает вид

$$J_\nu = \frac{1}{2} \int_0^\pi I_\nu(\theta) \sin \theta d\theta. \quad (6)$$

Интенсивность I_ν излучения, прошедшего по нормали через слой вещества, имеющий плотность ρ и толщину ds , изменяется на величину dI_ν . Коэффициент поглощения K_ν , рассчитанный на единицу массы, определяется из выражения

$$dI_\nu = -K_\nu \rho I_\nu ds. \quad (7)$$

Следует делать различие между истинным поглощением и рассеянием. Представим себе поглощающее вещество в виде черного ящика. Истинное поглощение осуществляется в том случае, когда поглощенные, т. е. вошедшие в ящик фотоны либо не выходят из него совсем, либо за время пребывания в ящике заметно изменяют свою частоту. Если же фотон только задерживается в ящике на некоторое время и выходит из него в другом направлении, но по существу с той же частотой, то мы говорим о рассеянии. Количество рассеянной энергии составляет

$$K_\nu \rho ds I_\nu \cos \theta d\nu d\sigma d\omega dt.$$

Так как

$$dm = \rho \cos \theta d\sigma ds,$$

это выражение можно переписать в виде

$$K_\nu I_\nu dm d\nu d\omega dt. \quad (8)$$

Индикатриса рассеяния * $p(\cos \Theta)$, где Θ — угол рассеяния, определяется из выражения для количества излучения, рассеянного в телесный угол $d\omega'$, а именно

$$K_\nu I_\nu dm d\nu d\omega dt p(\cos \Theta) \frac{d\omega'}{4\pi}. \quad (9)$$

* В математических работах по теории переноса излучения индикатрису рассеяния часто называют угловой функцией. — Прим. ред.

Это выражение можно проинтегрировать по телесному углу. Для того чтобы (9) и (8) согласовались между собой, должно выполняться равенство

$$\int_{4\pi} p(\cos \Theta) \frac{d\omega}{4\pi} = 1, \quad (10)$$

т. е. для чистого рассеяния индикатриса должна быть нормирована к единице. Вообще говоря, рассеивается только часть поглощенного излучения. Поэтому в общем случае правую часть (10) следует положить равной $\tilde{\omega}_0$ — значению альбедо для однократного рассеяния. Это будет означать, что в процессе поглощения доля $\tilde{\omega}_0$ рассеивается, в то время как доля $1 - \tilde{\omega}_0$ исчезает из поля излучения. Очевидно, что $0 \leq \tilde{\omega}_0 \leq 1$. Простейшая индикатриса рассеяния имеет вид $p(\cos \Theta) = \tilde{\omega}_0$. Энергия, рассеянная или излученная в телесный угол $d\omega$, составляет

$$j_v dm d\omega dv dt. \quad (11)$$

Из этого выражения определяется коэффициент излучения j_v .

Уравнение переноса

Для вывода уравнения переноса заметим, что изменение интенсивности излучения, прошедшего через цилиндр с основанием $d\sigma$ и длиной ds , т. е.

$$\frac{df_v}{ds} ds d\omega dv d\sigma dt, \quad (12)$$

должно равняться разности между излучением и поглощением в этом цилиндре. Мы выразим этот факт, приравняв выражение (12) разности выражений (11) и (8). После сокращения общих множителей получим уравнение переноса

$$\frac{df_v}{ds} = -\rho K_v I_v + j_v \rho. \quad (13)$$

Часто употребляемая величина, именуемая функцией источника, определяется равенством

$$\mathfrak{I}_v = \frac{j_v}{K_v}. \quad (14)$$

После введения функции источника уравнение переноса принимает вид

$$-\frac{df_v}{K_v ds} = I_v - \mathfrak{I}_v. \quad (15)$$

Для случая осевой симметрии и плоскопараллельных слоев мы введем оптическую толщину

$$\tau_v = \int_z^\infty K_v \rho dz. \quad (16)$$

Отметим, что оптическая толщина возрастает от границы слоя внутрь. В очень многих задачах рассматриваются полубесконечные атмосферы, т. е. атмосферы с бесконечной оптической глубиной, имеющие верхнюю границу. Обозначив угол между конусом излучения и внешней нормалью через θ и положив $\mu = \cos \theta$, перепишем уравнение переноса в виде

$$\mu \frac{df_v}{d\tau_v} = I_v - \mathfrak{I}_v. \quad (17)$$

Это общепринятая форма уравнения переноса. Представляют интерес два частных случая выражения для $\mathfrak{I}_v$. Если каждой точке атмосферы мы можем приписать некую температуру, так что будет выполняться закон Кирхгофа, т. е.

$$j_v = K_v B_v(T), \quad (18)$$

где $B_v(T)$ — функция Планка [см. (33) в разд. 3.3], то атмосфера находится в состоянии локального термодинамического равновесия, для которого

$$\mathfrak{I}_v = B_v(T). \quad (19)$$

С другой стороны, излучение может быть целиком обусловлено рассеянием. Для чистого изотропного рассеяния [см. (14), (11), (9) и (5)] имеем

$$\mathfrak{I}_v = I_v. \quad (20)$$

Следует отметить важное значение функции источника: уравнение (17) — это дифференциальное уравнение первого порядка с известным решением. Для излучения, выходящего с верхней границы атмосферы (особенно интересный случай), решение уравнения (17) имеет вид

$$I(0, +\mu) = \int_0^\infty \mathfrak{I}(t, +\mu) e^{-t/\mu} \frac{dt}{\mu}. \quad (21)$$

Как следует из этого равенства, выходящее из атмосферы излучение представляет собой излучение всех точек рассматриваемого объема, ослабленное непрозрачностью. Таким образом, полное решение проблемы лучистого переноса сводится по существу к вычислению функции источника.

Методы решения

Мы изложим теперь кратко три общепринятых способа решения уравнения переноса, а именно метод дискретных координат, метод, основанный на принципах инвариантности и (приближенный) метод двух потоков. Рассмотрим такую задачу: постоянный поток энергии проходит через атмосферу, рассеивающую изотропно с $\bar{\omega}_0 = 1$ (консервативный случай, или чистое рассеяние). Если поле излучения создается только рассеянием, то для того, чтобы поток оставался постоянным, альбедо $\bar{\omega}_0$ должно быть равно единице. Для этого случая справедливо равенство (20), и уравнение переноса имеет вид

$$\mu \frac{df(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - J(\tau). \quad (22)$$

Следует подчеркнуть, что $J(\tau)$ не зависит от направления; это вытекает из предположения об изотропности рассеяния. Поскольку в левой части уравнения содержится величина μ , мы выразим через μ также и $J(\tau)$, после чего будем иметь

$$\mu \frac{df}{d\tau} = I - \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I d\mu. \quad (23)$$

Таким образом, задача сводится к решению интегро-дифференциального уравнения. Идея метода дискретных координат принадлежит Шустеру и Шварцшильду, которые предложили делить поле излучения на два потока: входящий и выходящий с интенсивностями I_- и I_+ соответственно. В результате уравнение (23) заменяется двумя уравнениями

$$+\frac{1}{2} \frac{dI_+}{d\tau} = I_+ - \frac{1}{2} (I_+ + I_-), \quad (24)$$

$$-\frac{1}{2} \frac{dI_-}{d\tau} = I_- - \frac{1}{2} (I_+ + I_-). \quad (25)$$

Функция μ в левых частях этих уравнений заменена соответствующими средними значениями. Способ решения очевиден, поскольку $I_- = 0$ при $\tau = 0$ (на границе атмосферы нет входящего излучения). Метод, состоящий в использовании уравнений (24) и (25), очень груб. Его развил и уточнил Чандрасекхар, разработавший соответствующий математический аппарат. Первоначальное уравнение можно заменить системой $2n$ линейных уравнений

$$\mu_i \frac{df(\tau, \mu_i)}{d\tau} = I(\tau, \mu_i) - \frac{1}{2} \sum_j a_j I(\tau, \mu_j) \quad (26)$$

где $i = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n$ (в сумму не входит член $j = 0$). Этот метод очень хорош тогда, когда уже приближения низших порядков ($n \approx 2$ или 3) дают при суммировании достаточно точные решения задачи.

Рассмотрим способ вычисления интеграла

$$\int_{-1}^{+1} f(\mu) d\mu \approx \sum_{j=1}^m a_j f(\mu_j). \quad (27)$$

Здесь следует отдать предпочтение формуле Гаусса, так как при заданном m она дает точную оценку интеграла для всех многочленов степени $2m$ или меньше. Гауссовы веса a_j и точки деления интервала μ_j можно найти в таблицах. Отметим, что при решении уравнения переноса $a_j = a_{-j}$, $-\mu_j = \mu_{-j}$ и $\sum_1^m a_j = 1$. Используя

эти веса и точки деления, мы решаем уравнение (26) при условии, что

$$I(\tau = 0, -\mu) = 0, \quad (28)$$

а также при условии, что ни один из интегралов от функции источника не расходитесь. Для последнего необходимо, чтобы выполнялось условие

$$J(\tau) e^{-\tau} \rightarrow 0 \text{ при } \tau \rightarrow \infty. \quad (29)$$

Перепишем уравнение (26) в краткой форме

$$\mu_i \frac{dI_i}{d\tau} = I_i - \frac{1}{2} \sum_j a_j I_j, \quad i = \pm 1, \dots, \pm n \quad (30)$$

и будем искать его решение в виде

$$I_i = g_i e^{-k\tau}, \quad (31)$$

где g_i и k — постоянные, подлежащие определению. Подставив (31) в (30), найдем

$$g_i (1 + \mu_i k) = \frac{1}{2} \sum_j a_j g_j = \text{const} \quad (32)$$

или

$$g_i = \frac{\text{const}}{1 + \mu_i k}. \quad (33)$$

Из (32) и (33) получаем характеристическое уравнение

$$1 = \frac{1}{2} \sum_j \frac{a_j}{1 + \mu_j k} = \quad (34a)$$

$$= \sum_{j=1}^n \frac{a_j}{1 - \mu_j^2 k^2}, \quad (34b)$$

где второе равенство следует из свойств гауссовых корней и точек деления. Решение характеристического уравнения дает $2n-2$ из $2n$ решений, которые мы должны получить. Мы теряем два решения из-за того, что $k=0$ является корнем уравнения (34б), так как

$$\sum_{j=1}^n a_j = 1.$$

Другое решение имеет вид

$$I_l = b(\tau + q_l), \quad l = \pm 1, \dots, \pm n; \quad (35)$$

оно может быть записано в форме

$$I_l = b(\tau + Q + \mu_l), \quad (36)$$

где b и Q — постоянные. Объединив наши результаты (31), (33) и (36), напомним общее решение

$$I_l = b \left(\sum_{\alpha=1}^{n-1} \frac{L_{\alpha} e^{-k_{\alpha} \tau}}{1 + \mu_l k_{\alpha}} + \sum_{\alpha=1}^{n-1} \frac{L_{-\alpha} e^{+k_{\alpha} \tau}}{1 - \mu_l k_{\alpha}} + \tau + \mu_l + Q \right). \quad (37)$$

Здесь b , Q и $L_{\pm\alpha}$ — постоянные (всего их $2n$), которые требуется определить из граничных условий. Коэффициенты $L_{-\alpha}$ должны быть все равны нулю, иначе не будет выполнено условие (29). Очевидно, что величина b зависит от потока и может быть вычислена при помощи квадратур с использованием гауссовых весов. В результате получается $F = \frac{4}{3} b$, и наше решение принимает вид

$$I_l = \frac{3}{4} F \left(\sum_{\alpha=1}^{n-1} \frac{L_{\alpha} e^{-k_{\alpha} \tau}}{1 + \mu_l k_{\alpha}} + \tau + \mu_l + Q \right). \quad (38)$$

Значения L_{α} и Q можно определить из уравнения (28), исходя из того, что

$$I_{-l}(\tau=0) = 0. \quad (39)$$

Чтобы получить интенсивность выходящего излучения, т. е. закон потемнения к краю, следует положить $\tau = 0$ в выражении (38), после чего будем иметь

$$I(0, +\mu) = \frac{3}{4} F \left(\sum_{\alpha=1}^{n-1} \frac{L_{\alpha}}{1 + \mu k_{\alpha}} + \mu + Q \right). \quad (40)$$

Мы опустили здесь индексы, так как эта форма решения пригодна для всех μ .

Выражение для функции источника можно получить при помощи квадратур; оно имеет вид

$$J(\tau) = \frac{3}{4} F[\tau + q(\tau)], \quad (41)$$

где $q(\tau)$ — медленно изменяющаяся функция

$$q(\tau) = Q + \sum_{\alpha=1}^{n-1} L_{\alpha} e^{-k_{\alpha} \tau}. \quad (42)$$

Это завершает наше введение в метод дискретных координат. Отметим, что в общем виде этот метод применим и к другим задачам, например к диффузному отражению от полубесконечного слоя, освещенного параллельным пучком. Мы упомянем об этой задаче при обсуждении принципов инвариантности.

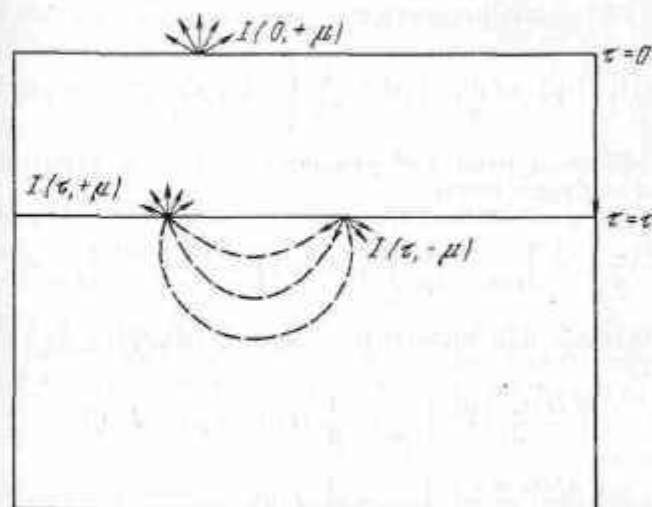


Рис. 8. Принцип инвариантности для задачи с постоянным полным потоком. Пояснения см. в тексте.

Принципы инвариантности были сформулированы Амбарцумяном и подробно разработаны Чандрасекхаром. Суть этих принципов сводится к тому, что излучение, выходящее из полубесконечной плоскопараллельной атмосферы, не изменится, если к этой атмосфере добавить или удалить из нее слои с произвольной оптической толщиной. Введем функцию рассеяния. Пусть параллельный пучок лучей с полным потоком πF на единицу площади, перпендикулярной пучку, падает на плоскопараллельную атмосферу. Мы опреде-

для функции рассеяния $S(\mu, \mu_0)$ из выражения для интенсивности диффузно отраженного излучения:

$$I(0, \mu) = \frac{F}{4\mu} S(\mu, \mu_0), \quad (43)$$

где μ_0 относится к падающему пучку; при этом предполагается, что имеет место осевая симметрия.

Рис. 8 иллюстрирует принципы инвариантности и закон потемнения к краю для задачи с постоянным полным потоком. Согласно сформулированному принципу, интенсивность $I(\tau, +\mu)$ должна стать равной $I(0, +\mu)$, если полностью удалить верхний слой. Очевидно, что интенсивность $I(\tau, +\mu)$ больше, чем $I(0, +\mu)$, и это увеличение происходит за счет излучения $I(\tau, -\mu)$, возникающего в верхнем слое. Оно падает на атмосферу, лежащую ниже слоя с толщиной τ , и диффузно отражается от него. Это можно выразить через функцию рассеяния:

$$I(\tau, +\mu) = I(0, +\mu) + \frac{1}{2\mu} \int_0^1 S(\mu, \mu') I(\tau, -\mu') d\mu'. \quad (44)$$

Продифференцируем это уравнение по τ , а затем положим $\tau=0$. Тогда будем иметь

$$\left[\frac{dI(\tau, +\mu)}{d\tau} \right]_{\tau=0} = \frac{1}{2\mu} \int_0^1 S(\mu, \mu') \left[\frac{dI(\tau, -\mu')}{d\tau} \right]_{\tau=0} d\mu'. \quad (45)$$

Необходимые нам производные можно получить из уравнения переноса:

$$\left[\frac{dI(\tau, +\mu)}{d\tau} \right]_{\tau=0} = \frac{1}{\mu} [I(0, +\mu) - J(0)], \quad (46)$$

$$\left[\frac{dI(\tau, -\mu')}{d\tau} \right]_{\tau=0} = \frac{1}{\mu'} J(0). \quad (47)$$

Напомним, что $I(0, -\mu) = 0$. Подставив эти производные в (45), получим

$$I(0, +\mu) = J(0) \left[1 + \frac{1}{2} \int_0^1 S(\mu, \mu') \frac{d\mu'}{\mu'} \right]. \quad (48)$$

Если бы мы выполнили аналогичные вычисления для диффузного отражения, то получили бы

$$\left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_0} \right) S(\mu, \mu_0) = \tilde{\omega}_0 H(\mu) H(\mu_0), \quad (49)$$

где

$$H(\mu) = 1 + \frac{1}{2} \tilde{\omega}_0 \mu H(\mu) \int_0^1 \frac{H(\mu') d\mu'}{\mu + \mu'}. \quad (50)$$

Подставив это выражение вместо функции рассеяния, найдем

$$I(0, +\mu) = J(0) \left[1 + \frac{1}{2} \mu H(\mu) \int_0^1 \frac{H(\mu') d\mu'}{\mu + \mu'} \right] \quad (51)$$

или просто

$$I(0, +\mu) = J(0) H(\mu), \quad (52)$$

где под $H(\mu)$ мы понимаем функции, определяемые выражением (50) с $\tilde{\omega}_0 = 1$. Выразив $J(0)$ и поток πF через μ и подставив вместо $I(0, +\mu)$ его значение из (52), мы получим

$$4 \frac{J(0)}{F} = \frac{\int_0^1 H(\mu) d\mu}{\int_0^1 H(\mu) \mu d\mu} = \frac{\alpha_0}{\alpha_1}. \quad (53)$$

Моменты функций H известны, и мы находим

$$J(0) = \frac{\sqrt{3}}{4} F. \quad (54)$$

Эта формула называется соотношением Хопфа — Бронштейна. Наш окончательный результат для интенсивности выходящего излучения в задаче с постоянным полным потоком таков:

$$I(0, \mu) = \frac{\sqrt{3}}{4} F H(\mu). \quad (55)$$

Интенсивность излучения, отраженного от полубесконечной атмосферы, освещенной параллельным пучком с потоком πF , при условии, что рассеяние изотропно, а альбедо для однократного рассеяния $\tilde{\omega}_0$ имеет повсюду одно и то же значение, равняется

$$I(0; \mu, \mu_0) = \frac{\tilde{\omega}_0}{4} \frac{\mu_0}{\mu + \mu_0} H(\mu) H(\mu_0) F. \quad (56)$$

Следует отметить, что в решения обеих проблем входят одни и те же функции H . Таким образом, функции H являются основными для задач лучистого переноса в полубесконечных атмосферах; для этих функций составлены таблицы. Для задач лучистого переноса таблица функций H имеет такое же значение, как таблицы синусов и косинусов в тригонометрии.

Принципы инвариантности можно применять также и к задачам, связанным с конечными атмосферами, т. е. с атмосферами, имеющими конечную оптическую толщину. В этом случае функция рассеяния зависит от оптической толщи атмосферы τ_1 . В дополнение к функции рассеяния

$$I(0, \mu) = \frac{F}{4\mu} S(\tau_1; \mu, \mu_0) \quad (57)$$

необходимо ввести функцию пропускания

$$I(\tau_1, -\mu) = \frac{F}{4\mu} T(\tau_1; \mu, \mu_0). \quad (58)$$

Функции рассеяния и пропускания, если их использовать так же, как выше, дадут интенсивность излучения, диффузно отраженного и диффузно пропущенного конечной плоскопараллельной атмосферой, которая освещена параллельным пучком с полным потоком πF . Отметим, что диффузно пропущенный свет должен испытать по крайней мере однократное рассеяние, прежде чем его интенсивность можно будет выразить формулой (58). Существенно делать различие между диффузным излучением (рассеянным по меньшей мере однократно) и ослабленным падающим потоком, т. е. падающим пучком, ослабленным непрозрачностью вещества. Часто это различие выступает очень ясно, как, например, в уравнении переноса для задачи диффузного отражения и пропускания:

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - \frac{\bar{\omega}_0}{2} \int_{-1}^{+1} I(\tau, \mu') d\mu' - \frac{\bar{\omega}_0}{4} F e^{-\tau/\mu_0}, \quad (59)$$

где разделены две составляющие функции источника.

Методы, использованные выше для решения задач с постоянным полным потоком, можно применить также к диффузному отражению и пропусканию конечным слоем вещества. Решения имеют вид

$$I(0, \mu) = \frac{\bar{\omega}_0}{4} F \frac{\mu_0}{\mu + \mu_0} [X(\mu) X(\mu_0) - Y(\mu) Y(\mu_0)] \quad (60)$$

и

$$I(\tau_1, -\mu) = \frac{\bar{\omega}_0}{4} F \frac{\mu_0}{\mu - \mu_0} [Y(\mu) X(\mu_0) - X(\mu) Y(\mu_0)], \quad (61)$$

где X и Y — функции, удовлетворяющие уравнениям

$$X(\mu) = 1 + \frac{\bar{\omega}_0}{2} \mu \int_0^1 \frac{d\mu'}{\mu + \mu'} [X(\mu) X(\mu') - Y(\mu) Y(\mu')] \quad (62)$$

и

$$Y(\mu) = e^{-\tau_1/\mu} + \frac{\bar{\omega}_0}{2} \mu \int_0^1 \frac{d\mu'}{\mu - \mu'} [Y(\mu) X(\mu') - X(\mu) Y(\mu')]. \quad (63)$$

Для задач, связанных с конечными атмосферами, функции X и Y играют ту же роль, что и функции H для проблем полубесконечных атмосфер. Связь между первыми и последними такова:

$$\left. \begin{aligned} X(\mu) &\rightarrow H(\mu) \\ Y(\mu) &\rightarrow 0 \end{aligned} \right\} \text{ при } \tau_1 \rightarrow \infty. \quad (64)$$

Эти предельные переходы дают возможность свести выражение (62) к (50), а (60) — к (56), как и должно быть. Для полноты картины заметим, что методы, вытекающие из принципов инвариантности, можно применять также и к задачам с более сложными индикатрисами рассеяния. В качестве примера упомянем о диффузном отражении от полубесконечной атмосферы, рассеивающей по Релею, т. е. с индикатрисой $p(\cos \Theta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \Theta)$. Подобные задачи возникают при изучении атмосфер планет.

Ряд полезных сведений относительно решения уравнения переноса можно получить путем использования моментов интенсивности, т. е. выражений вида

$$I_n(\tau) = \int_{-1}^{+1} I(\tau, \mu) \mu^n d\mu. \quad (65)$$

Оперируя этими моментами, мы можем, например, вывести интегральное уравнение Милна — Шварцшильда для задач с постоянным полным потоком

$$J(\tau) = \frac{1}{2} \int_0^\infty J(t) E_1(|t - \tau|) dt, \quad (66)$$

где

$$E_1(y) = \int_1^\infty \frac{dx}{x} e^{-xy}. \quad (67)$$

Из приведенных выше рассуждений ясно, что решение уравнения (66) — это, по существу, решение уравнения переноса. Однако в этом коротком очерке мы прежде всего интересуемся моментами интенсивности, с помощью которых можно вывести выражение для потока излучения Солнца, приведенное в разд. 3.3, где говорится о недрах Солнца. Второй момент уравнения переноса (17) можно

записать в виде

$$\frac{d}{d\tau_v} \int_{-1}^{+1} \mu^2 I_v d\mu = \int_{-1}^{+1} \mu I_v d\mu - \int_{-1}^{+1} \mu \mathcal{E}_v d\mu. \quad (68)$$

Для недр звезды (и в некоторых других случаях) функцию источника в уравнении (67) можно считать не зависящей от направления, и потому второй член в правой части уравнения (68) равен нулю. Воспользовавшись определением полного потока (4) и введя обозначение

$$K_v^* = \frac{c[P_{\text{изл}}]_v}{4\pi} = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I \mu^2 d\mu, \quad (69)$$

где $P_{\text{изл}}$ — давление излучения, мы получим

$$\frac{dK_v^*}{d\tau_v} = \frac{F_v}{4}. \quad (70)$$

В наших выкладках можно пренебречь сферичностью звездных недр, так как средняя длина свободного пробега для фотонов очень невелика; она равна примерно $(K\rho)^{-1}$, что составляет для центра Солнца 10^{-2} см. Используя соотношения (16) и (69), мы можем переписать наш результат в следующем виде:

$$\frac{c}{K_v \rho} \frac{d}{dr} [P_r]_v = \pi F_v. \quad (71)$$

Теперь нужно проинтегрировать это уравнение по частоте, чтобы связать его с полным потоком. Интегрировать его лучше всего именно в такой форме, потому что наибольший вклад в полный поток излучения вносят те частоты, для которых коэффициент K_v мал. Пронтегрировав (71) по частоте и используя равенство (1) разд. 3.1, мы найдем

$$\frac{L(r)}{4\pi r^2} = \frac{c}{\rho} \int_0^\infty \frac{1}{K_v} \frac{d}{dr} [P_r]_v dv = \frac{c}{\rho K} \frac{dP_r}{dr}. \quad (72)$$

Входящее в это соотношение росселандово среднее для коэффициента поглощения определяется равенством (32) разд. 3.3. Как было отмечено выше, средняя длина свободного пробега фотона в недрах звезды невелика, т. е. излучение очень сильно взаимодействует с веществом. Это доказывает, что поле излучения близко к изотропному, а состояние вещества близко к термодинамическому равновесию. Для изотропного излучения, как показывает равенство (69), давление излучения пропорционально интенсивности, а для термодинамического равновесия интенсивность определяется законом

Планка [формула (33) разд. 3.3]. Эти замечания поясняют, как было выведено второе равенство в соотношении (72) при помощи росселандова среднего для коэффициента поглощения [формула (32) разд. 3.3]; множитель $1 - e^{-h\nu/kT}$ в выражении для среднего учитывает влияние вынужденного излучения.

Давление излучения при термодинамическом равновесии равняется

$$P_r = \frac{1}{3} a T^4, \quad (73)$$

где $a = 4\sigma/c = 7,6 \cdot 10^{-15} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{град}^4$. Подставив (73) в (72), получим приведенную выше формулу (4) разд. 3.3 для градиента температуры в слое с лучистым равновесием.

Это краткое отступление дополняет наше введение в теорию лучистого переноса. Рассмотренные выше методы применяются в основном при изучении физики фотосферы, к изложению которой мы приступаем.

4.2. ФОТОСФЕРА СОЛНЦА

Цель изучения фотосферы Солнца состоит в том, чтобы найти зависимость различных физических величин, таких, как температура, давление и плотность, от глубины в атмосфере и использовать эту зависимость для вычисления поля выходящего солнечного излучения.

Зависимость T от τ

Мы начнем с рассмотрения некоторых приближений, которые хорошо иллюстрируют общие принципы, однако в отношении численных результатов представляют лишь исторический интерес. Рассмотрим атмосферу, находящуюся в состоянии локального термодинамического равновесия, для которой уравнение переноса излучения [см. (17) и (19) разд. 4.1] имеет вид

$$-\mu \frac{dI_v(z, \mu)}{\rho dz} = K_v I_v(z, \mu) - K_v B_v(T_z). \quad (1)$$

Для подобной атмосферы поставленная задача относительно проста, так как установление зависимости T от z полностью определяет решение [см. (21) разд. 4.1]. Мы полагаем, что фотосфера находится в лучистом равновесии. Это означает, что энергия переносится только излучением (других механизмов нет) и что в поле излучения нет источников и стоков. Для слоя, толщина которого мала по сравнению с радиусом Солнца, справедливо равенство

(см. рис. 7)

$$\pi F = \pi \int_0^{\infty} F_{\nu}(z) d\nu = \text{const.} \quad (2)$$

Уравнение переноса (1) можно проинтегрировать по μ :

$$-\frac{d}{dz} \int_{-1}^{+1} \mu I_{\nu}(z, \mu) d\mu = K_{\nu} \int_{-1}^{+1} I_{\nu}(z, \mu) d\mu - K_{\nu} B_{\nu}(T_z) \int_{-1}^{+1} d\mu. \quad (3)$$

Используя основные определения, получим

$$-\frac{dF_{\nu}}{dz} = K_{\nu} J_{\nu} - K_{\nu} B_{\nu}. \quad (4)$$

Интегрирование по частоте дает

$$-\frac{dF}{dz} = \int_0^{\infty} (J_{\nu} - B_{\nu}) K_{\nu} d\nu. \quad (5)$$

Так как полный поток излучения не изменяется с z , то

$$\int_0^{\infty} J_{\nu} K_{\nu} d\nu = \int_0^{\infty} B_{\nu} K_{\nu} d\nu. \quad (6)$$

Полученное соотношение справедливо для атмосфер, находящихся в состоянии локального термодинамического и лучистого равновесия. Физически оно означает, что каждый элемент массы должен поглощать столько же энергии, сколько он излучает.

Мы приходим к интересной идеализированной концепции — серой атмосфере, где коэффициент поглощения не зависит от частоты. Оптическая толщина определяется в данном случае выражением

$$\tau = \int_z^{\infty} \bar{K} \rho dz; \quad (7)$$

метод вычисления $\bar{K}$ мы оставляем пока невыясненным. Уравнение переноса (1) после интегрирования по ν может быть переписано в виде

$$\mu \frac{dI}{d\tau} = I - B. \quad (8)$$

Повторив выкладки, приведенные выше, мы без труда найдем, что $B = J$; следовательно, распределение интегральной интенсивности в серой атмосфере представляется решением задачи с постоянным полным потоком, рассмотренной в разд. 4.1. В этой задаче интен-

сивность выходящего потока выражалась формулой (55) разд. 4.1 и потому

$$I_{\text{сер}}(0, \mu) = \frac{\sqrt{3}}{4} F H(\mu). \quad (9)$$

Здесь справедливо также соотношение Хопфа — Бронштейна [формула (54) разд. 4.1]

$$J_{\text{сер}}(0) = \frac{\sqrt{3}}{4} F. \quad (10)$$

Проинтегрированная по частоте интенсивность (функция Планка) связана с локальной температурой соотношением

$$\pi B(T) = \pi \int_0^{\infty} B_{\nu}(T) d\nu = \sigma T^4. \quad (11)$$

Это соотношение вместе с равенством (2) дает возможность получить связь между эффективной температурой и граничной температурой для серой атмосферы:

$$T_0^4 = \frac{\sqrt{3}}{4} T_e^4, \quad (12)$$

где T_0 — граничная температура. Численно $T_0 = 0,81 T_e$.

Распределение температуры в серой атмосфере можно получить при помощи функции источника для задачи с постоянным полным потоком [41] разд. 4.1]:

$$J(\tau) = \frac{3}{4} F [\tau + q(\tau)]. \quad (13)$$

Функция $q(\tau)$ изменяется очень медленно и монотонно от 0,58 при $\tau=0$ до 0,71 при $\tau \rightarrow \infty$. Для простоты мы примем, что $q(\tau) = 3/4$, и на основании уравнений (2) разд. 3.1 и (11) получим

$$T^4 = \frac{1}{2} T_e^4 \left(1 + \frac{3}{2} \tau \right). \quad (14)$$

Это общепринятый результат для распределения температуры в серой атмосфере.

Нетрудно подсчитать потемнение к краю в белом свете для этой упрощенной модели [см. (14), (11), а также (21) разд. 4.1]:

$$I(\mu, 0) = \int_0^{\infty} B(t) e^{-t/\mu} \frac{dt}{\mu} = \quad (15a)$$

$$= \int_0^{\infty} B_0 \left(1 + \frac{3}{2} t \right) e^{-t/\mu} \frac{dt}{\mu} = \quad (15b)$$

$$= B_0 \left(1 + \frac{3}{2} \mu \right). \quad (15b)$$

Потемнение к краю можно записать в виде

$$\frac{I(\mu, 0)}{I(1, 0)} = 1 - u + \mu u, \quad (16)$$

где $u = \frac{2}{3}$. Это достаточно точный результат для Солнца; из наблюдений получается $u \approx 0,56$. Потемнение к краю можно без особого труда представить как функцию длины волны; получаемый результат также хорошо согласуется с наблюдениями. Отметим, что потемнение к краю является прямым следствием существования градиента температуры в атмосфере Солнца. В каком бы направлении мы ни наблюдали, мы проникаем до эффективной оптической толщи, равной единице; в центре диска эта толщина соответствует большей геометрической глубине, т. е. более горячим и, следовательно, более ярким слоям.

Для того чтобы учесть отклонения от свойств серого вещества, запишем коэффициент поглощения в виде

$$K_v = \bar{K}(1 + \delta_v) \quad (17)$$

и будем считать, что величина δ_v не меняется с глубиной. Способ вычисления $\bar{K}$ мы оставляем пока невыясненным. Уравнение переноса принимает теперь вид

$$\mu \frac{dI_v}{d\tau} = I_v - B_v + \delta_v(I_v - B_v). \quad (18)$$

Так как мы ожидаем (или надеемся), что отклонения от «серости» малы, мы можем действовать методом итерации и оценить член $\delta_v(I_v - B_v)$, исходя из решения, найденного для серого вещества. Воспользовавшись уравнением переноса, напишем

$$\mu \frac{dI'_v}{d\tau} = I'_v - B'_v + \delta_v \mu \frac{dI_v}{d\tau}, \quad (19)$$

где штрихи обозначают «несерые», т. е. улучшенные значения. Интегрируя это уравнение по μ и v , находим (как и выше), что

$$B' = J' + \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \int_{-1}^{+1} \mu \delta_v \frac{dI_v}{d\tau} d\mu dv = \quad (20a)$$

$$= J' + \frac{d}{4d\tau} \int_0^{\infty} \delta_v F_v dv. \quad (20b)$$

Введем чандрасекхарово среднее для K_v , определяемое из равенства

$$\bar{K} \int_0^{\infty} F_v dv = \int_0^{\infty} K_v F_v dv. \quad (21)$$

Очевидно, что это значение $\bar{K}$, полученное осреднением по потоку, обращает в нуль интеграл в равенстве (20б). Таким образом, мы вновь приходим к серой атмосфере с коэффициентом поглощения, определенным по формуле (21). Это обстоятельство является большим преимуществом чандрасекхарова среднего. Однако из наших рассуждений о недрах звезд вытекает, что во внутренних слоях звезд более правильным является росселандово среднее, и мы можем встретиться с затруднениями при попытках связать два решения (для атмосферы и для недр звезды), в которых были использованы разные средние. Поэтому для установления точной зависимости T от τ необходимо прибегать к численным методам решения уравнения переноса.

Мы проиллюстрируем два метода численного решения «несерой» задачи. Подставив формальное решение уравнения переноса в определение средней интенсивности, мы будем иметь для случая локального термодинамического равновесия

$$J_v = \int_0^{\infty} B_v(t_v) E_1(|\tau_v - t_v|) dt_v. \quad (22)$$

Таким образом, мы можем вычислить J_v по первоначальной модели. Далее, полный поток должен оставаться постоянным, и можно подставить первое вычисленное значение в уравнение (6)

$$\int_0^{\infty} B'_v K_v dv = \int_0^{\infty} J_v K_v dv, \quad (23)$$

с тем, чтобы получить методом последовательных приближений улучшенное значение B'_v . Такой процесс можно считать итерационным; для малых значений оптической толщи он, по-видимому, сходится достаточно быстро. В методе, обычно применяемом для более глубоких слоев звезд, используется приближение Эддингтона (пригодное для этих слоев). Поле излучения принимается близким к изотропному; тогда из основных определений вытекает [см. (69) и (5) разд. 4.1], что $J = 3K^*$.

Таким образом, в приближении Эддингтона уравнение (70) разд. 4.1 дает

$$\frac{dJ}{d\tau} = \frac{3}{4} F. \quad (24)$$

Это уравнение можно проинтегрировать и записать в виде

$$J(\tau) = \frac{1}{2} F(0) + \frac{3}{4} \int_0^{\tau} F d\tau; \quad (25)$$

здесь мы воспользовались равенством $2J(0) = F(0)$, которое справедливо для почти изотропного поля излучения. Мы имеем также уравнение сохранения энергии для серой атмосферы

$$B(\tau) = J(\tau) - \frac{1}{4} \frac{dF}{d\tau}. \quad (26)$$

Если исключить $J(\tau)$ из этих двух уравнений, то можно выразить изменение функции $B(\tau)$ через изменение потока dF :

$$-\Delta B(\tau) = +\frac{1}{2} \Delta F(0) + \frac{3}{4} \int_0^{\tau} \Delta F(\tau') d\tau' - \frac{1}{4} \frac{d}{d\tau} [\Delta F(\tau)]. \quad (27)$$

Таким образом, если распределение температуры по оптической глубине известно, то можно оценить монохроматический поток при помощи соотношения

$$F_{\nu} = 2 \int_{\tau_{\nu}}^{\infty} B_{\nu}(t_{\nu}) E_2(t_{\nu} - \tau_{\nu}) dt_{\nu} - 2 \int_0^{\tau_{\nu}} B_{\nu}(t_{\nu}) E_2(\tau_{\nu} - t_{\nu}) dt_{\nu}. \quad (28)$$

Это равенство выводится способом, аналогичным тому, который был использован при выводе уравнения (22). Мы можем проинтегриро-

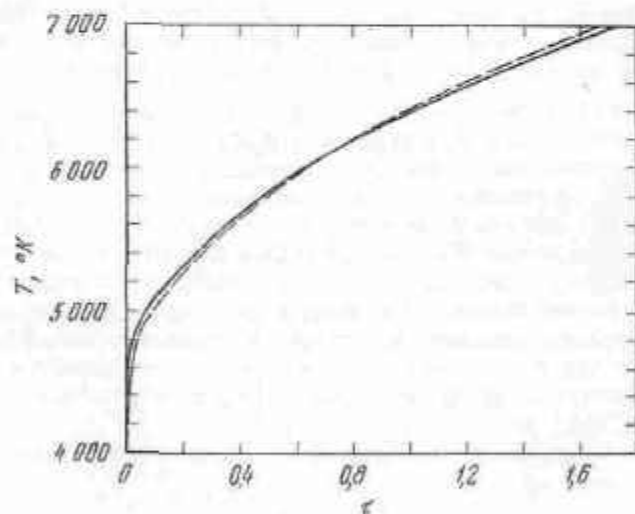


Рис. 9. Сравнение теоретической (Бём) и эмпирической (Бём-Витензе) зависимостей T от τ . Согласно хорошо повсюду, за исключением малых оптических глубин (см. [12, 13]).

вать (28) по частоте при каждом значении оптической глубины и сравнить полученное значение F с требуемым. Это позволит нам

вычислить ΔF и, следовательно, ΔB в области, где обычно используют расселандово среднее для коэффициента поглощения. Если мы найдем затем температуру из уравнения (11) при помощи соотношения $B'(\tau) = B(\tau) - \Delta B(\tau)$, то условие постоянства полного потока будет выполнено более точно, чем оно выполнялось бы при первоначальном распределении температуры, если правильны допущения, сделанные в процессе итерации. Следует отметить, что такой метод вычислений весьма трудоемок.

На основе уточненных итерационных методов, подобных описанным выше, был проведен расчет моделей. Обычно начинают с эмпирической модели и учитывают отклонения от серого случая, возникающие вследствие поглощения в линиях и непрерывного поглощения. Такие модели находятся в достаточно хорошем согласии с эмпирическими; в этом можно убедиться по рис. 9. Эмпирические модели обычно бывают основаны на наблюдениях потемнения к краю. Таким образом, если зависимость T от τ уже известна, мы можем использовать уравнение (15а) для вычисления ожидаемого потемнения к краю. Или, если известно потемнение к краю, то можно вывести зависимость T от τ . Следует отметить, что получаемая таким путем зависимость T от τ не основана на предположении о лучистом равновесии. Для определения этой зависимости при очень малых значениях τ используются центральные интенсивности фраунгоферовых линий (центральные части линий возникают в очень высоких слоях солнечной атмосферы).

Строение фотосферы и ее модель

Когда зависимость T от τ найдена, возникает необходимость в уравнениях, дающих возможность определить строение фотосферы. Мы располагаем уравнением гидростатического равновесия

$$dP = -g\rho dz. \quad (29)$$

Средняя оптическая глубина связана с геометрической глубиной соотношением

$$d\tau = -\bar{K}\rho dz. \quad (30)$$

Из двух предыдущих уравнений следует, что

$$\frac{dP}{d\tau} = \frac{g}{\bar{K}}. \quad (31)$$

Для того чтобы оценить $\bar{K}$, необходимо знать физические условия и основной механизм поглощения для каждой точки фотосферы, т. е.

$$\bar{K} = \bar{K}(T, P, P_e, A_i), \quad (32)$$

где A_i характеризует химический состав. Химический состав мы считаем известным, а T определяется из зависимости T от τ . Как

будет видно из дальнейшего, коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом нейтрального водорода, может быть выражен в виде $\bar{K}(\tau, P_e)$, следовательно, для того чтобы проинтегрировать уравнение (31), необходимо знать зависимость P от P_e . Легко показать, что эта зависимость должна иметь вид

$$\frac{P_e}{P} = \frac{x_H}{1+x_H} + \frac{1}{A} \frac{x_M}{1+x_H}, \quad (33)$$

где x_H и x_M — средние степени ионизации водорода и металлов соответственно, а A — отношение (по числу частиц) количества водорода к количеству металлов. Под металлами здесь понимаются Mg, Si, Fe, Ca, Al, Na. В некоторых случаях все металлы можно считать однократно ионизованными ($x_M = 1$), а водород весь нейтральным ($x_H = 0$); тогда уравнение (33) принимает вид $P_e/P = 1/A$ и из него следует $P_e \approx 10^{-4}P$, что является разумным значением для Солнца. При помощи формулы Саха можно составить таблицы x_H и x_M в зависимости от температуры и электронного давления, так как

$$\frac{x}{1-x} P_e = K_r(T), \quad (34)$$

где

$$K_r(T) = \frac{u_{r+1}}{u_r} \frac{2(2\pi m_e)^{3/2} (kT)^{5/2}}{h^3} e^{-\chi_r/kT}. \quad (35)$$

Здесь x — число частиц данного элемента, ионизованных $r+1$ раз, а $(1-x)$ — число частиц, ионизованных r раз. Функция u_r — это функция распределения по состояниям:

$$u_r(T) = \sum_{j=1}^{\infty} g_{r,j} e^{-\epsilon_{r,j}/kT}, \quad (36)$$

индекс j обозначает различные состояния ионизации. Энергия ионизации и энергия возбуждения обозначены через χ_r и $\epsilon_{r,j}$ соответственно, а статистический вес — через $g_{r,j}$. В большинстве случаев $2u_{r+1}/u_r \approx 1$.

Теперь мы можем считать зависимость P от P_e установленной. Тем самым становится известной и зависимость среднего значения коэффициента поглощения от P и τ , если только выявлен основной источник непрозрачности (см. ниже).

Зная $\bar{K}(P, \tau)$, мы можем проинтегрировать уравнение (31) и найти зависимость P от τ . Затем, используя уравнение состояния идеального газа, мы можем связать значения геометрической и оптической глубин путем интегрирования уравнения (30). Этим завершается вычисление модели солнечной атмосферы.

Модель солнечной атмосферы, полученная Уизольдом, приведена в табл. 7.

Таблица 7

Модель атмосферы Солнца, рассчитанная Уизольдом [14]

Высота z над поверхностью Солнца, км	Расстояние от центра Солнца $3,0R_{\odot}$	Температура, °K	Газовое давление 10^5 (дин/см ²)	Электронное давление 10^5 (дин/см ²)	Электронная концентрация 10^{19} см ⁻³ (см-3)	Глубина ионизации 10^{19} см ⁻³ (дин/см ²)	Слой	Основной механизм переноса энергии
1 400 000	3,0 $R_{\odot}$	$2 \cdot 10^6$	-3,8	-4,1	5,5		Корона	Теплопроводность
700 000	2,0	$2 \cdot 10^6$	-2,8	-3,1	5,4			
350 000	1,50	$2 \cdot 10^6$	-2,1	-2,4	7,2		Переходный слой	Механическая энергия
42 000	1,06	$2 \cdot 10^6$	-0,9	-1,2	8,4		Хромосфера	Излучение
20 000	1,03	$2 \cdot 10^6$	-0,8	-1,1	8,5			
		Сильная неоднородность						
3 000	—	~4000—6000	0,2	-1,7	10,5			
2 000	—	~4000—6000	0,5	-1,4	10,8			
1 000	—	~4000—6000	1,2	-0,9	11,3			
0	Оптическая глубина τ_{5000}	4090	4,1	-0,5	11,7	1—2	Фотосфера	Излучение
	0,005	4295	4,3	-0,3	12,0			
	0,01	4855	4,5	+0,2	12,4			
	0,05	5030	4,8	+0,4	12,6			
	0,5	5805	5,1	1,2	13,3			
-280	1,0	6400	5,2	1,8	13,8		Водородная конвект. зона	Конвекция
-280	2,0	7180	5,3	2,4	14,4			
	—	10 ⁴	5,3	4,0	15,86			
-16 000	Глубина под фотосферой $0,62 R_{\odot}$	10 ⁶	9,4	9,1	20,0			
-140 000	0,2	10 ⁶	12,3	12,0	21,9			

Непрозрачность

Источник непрерывного поглощения в веществе Солнца остался таинственным до тех пор, пока Вилдт (1939) не пришел к выводу, что оно обусловлено отрывом электронов от отрицательных ионов водорода H^- . Наименьшая энергия отрыва соответствует длине волны $16\,500\text{ \AA}$, и поглощение ионами H^- , по-видимому,

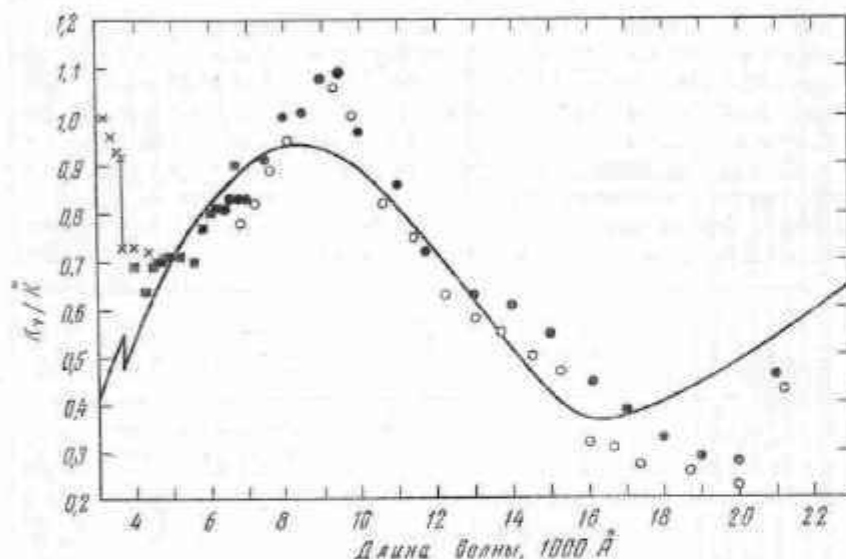


Рис. 10. Сравнение коэффициента непрерывного поглощения ионами H^- , вычисленного для $T = 5740^\circ\text{K}$ (сплошная кривая), с данными наблюдений (крестики, кружки и квадратики) [1].

играет основную роль во всей видимой части солнечного спектра. Квантово-механические проблемы, связанные с вычислением коэффициента поглощения ионами H^- , нетривиальны (вследствие слабой связи внешнего электрона с атомом), и в этом направлении было приложено немало усилий. Однако в настоящее время основные закономерности, по-видимому, уже поняты. Это можно показать следующим путем. Интенсивность выходящего солнечного излучения можно представить в виде

$$I_v(0, \mu) = \int_0^\infty B_v(T) \exp\left(-\frac{K_v \tau}{\bar{K} \mu}\right) d\left(\frac{K_v \tau}{\bar{K} \mu}\right). \quad (37)$$

Зависимость T от τ нам известна; мы можем оценить этот интеграл, взяв в качестве параметра отношение $K_v/\bar{K}$ и полагая, что можно

приписать отношению $K_v/\bar{K}$ значение некоего среднего по глубине. Далее, потемнение к краю $I_v(0, \mu)$ определяется из наблюдений; следовательно, можно вывести из него отношение $K_v/\bar{K}$ и сравнить его с тем, которое получается из теории поглощения ионами H^- . Такое сравнение представлено на рис. 10. Приведенная теоретическая кривая построена для постоянного значения $K_v/\bar{K}$ в предположении, что распределение температуры в атмосфере соответствует случаю серого вещества, а τ определяется по чандрасекхарову среднему. Согласие представляется удовлетворительным.

Несомненно, что некоторый вклад в непрозрачность солнечного вещества вносят также и другие механизмы непрерывного поглощения. Вблизи пределов водородных континуумов (с коротковолновой стороны), например бальмеровского континуума у $\lambda\,3645\text{ \AA}$, имеют существенное значение связанно-свободные переходы нейтрального водорода. Непрерывное поглощение, создаваемое металлами, составляет у бальмеровского предела около 20% поглощения водородом ($H + H^-$), но значение его возрастает по мере перехода от бальмеровского предела к ультрафиолетовой области спектра. В ультрафиолетовой области несколько процентов поглощения может быть обусловлено связанно-свободными переходами молекулы H_2^+ . Рассеянием на свободных электронах в фотосфере можно пренебречь. Напомним, что имеются подробные таблицы функции $K_v(P_e, T)$. Следует также отметить, что заметный вклад в значение $\bar{K}$ вносят линии поглощения; это явление называется «тепличным эффектом».

4.3. ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ

В оптической области солнечного спектра имеются многочисленные участки в определенных длинах волн, содержащие относительно меньше энергии (на единицу длины волны), чем соседний континуум по обе стороны. Такие участки называются линиями поглощения, или фраунгоферовыми линиями (см. рис. 17).

Объяснить возникновение линий поглощения в фотосфере в принципе сравнительно нетрудно. Пусть K_v и I_v — коэффициенты истинного поглощения, рассчитанные на единицу массы, для непрерывного спектра и для линии соответственно. Коэффициенты некогерентного и когерентного рассеяния мы обозначим через l_v и σ_v . Теперь уравнение переноса может быть записано в виде

$$\mu \frac{dI_v(x_v, \mu)}{dx_v} = I_v(x_v, \mu) - \mathfrak{J}(x_v, \mu), \quad (1)$$

где

$$dx_v = (K_v + l_v + i_v + \sigma_v) \rho \, d\tau. \quad (2)$$

Для полного решения задачи необходимо найти значения перечисленных коэффициентов. Очевидно, что функцию источника можно представить в виде

$$\mathfrak{J} = \frac{K_v + I_v}{K_v + I_v + \sigma_v + i_v} B_v + \frac{\sigma_v}{K_v + I_v + \sigma_v + i_v} J_v + \frac{i_v}{K_v + I_v + \sigma_v + i_v} \frac{\int i_v J_v dv}{\int i_v dv} \quad (3)$$

Предполагается, что при некогерентном рассеянии происходит полное перераспределение по частотам; некогерентная часть рассеянного излучения не зависит от распределения падающего излучения

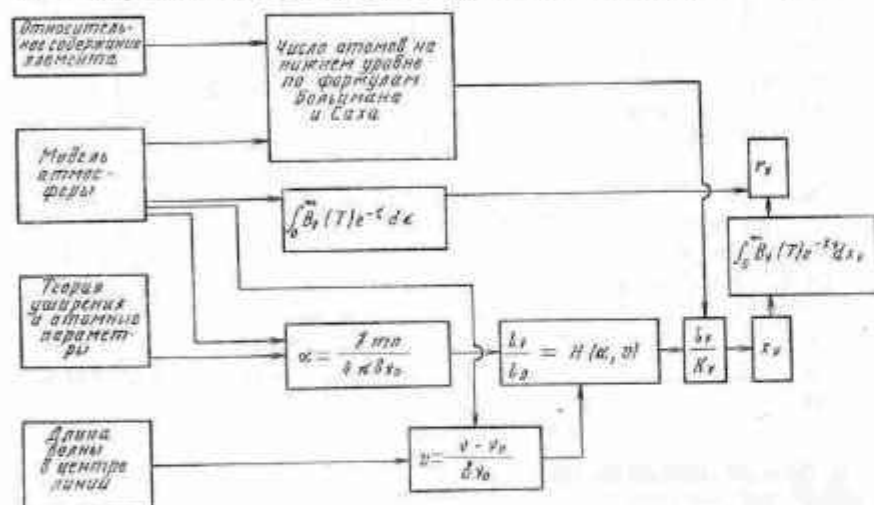


Рис. 11. Схема вычисления профилей линий, возникающих в условиях локального термодинамического равновесия [15, 9].

по частотам, ее просто считают пропорциональной коэффициенту i_v . Роль некогерентного рассеяния в физике Солнца еще не вполне понята; возможно, что оно существенно в центрах сильных линий поглощения.

Рассмотрим в качестве иллюстрации два простых случая образования линий поглощения. Допустим сначала, что рассеяния нет совсем, и происходит только чистое поглощение. Тогда $\sigma_v = i_v = 0$. Пусть также $\mathfrak{J}_v = B_v$; в этом случае мы говорим, что линия образовалась в условиях локального термодинамического равновесия, и решение уравнения переноса имеет вид

$$I_v(0, \mu) = \int_0^\infty B_v(x_v) e^{-x_v/\mu} \frac{dx_v}{\mu} \quad (4)$$

Общая схема вычисления профилей линий, возникающих в условиях локального термодинамического равновесия, показана на рис. 11. Физическая картина образования линий поглощения, описываемая уравнением (4), такова. Поглощающие атомы увеличивают монохроматическую непрозрачность в окрестностях той частоты, которую они поглощают. Таким образом, слои фотосферы, которые мы видим в линии, лежат выше тех, которые мы видим в непрерывном спектре. В фотосфере температура увеличивается по направлению внутрь, поэтому в континууме мы видим более горячие области, нежели в линии; результат очевиден. Отметим, что в изотермической атмосфере не могло бы быть линий поглощения.

Другой простой случай, представляющий интерес, — это образование линий вследствие поглощения в непрерывном спектре и рассеяния в линиях. Положив в уравнении (3) $i_v = I_v = 0$, мы получим

$$\mathfrak{J}_v = \frac{K_v}{K_v + \sigma_v} B_v + \frac{\sigma_v}{K_v + \sigma_v} J_v \quad (5)$$

Теперь уравнение переноса может быть написано в виде

$$-\mu \frac{dI_v}{\rho dr} = (K_v + \sigma_v) I_v - \frac{1}{2} \sigma_v \int_{-1}^{+1} I_v d\mu' - K_v B_v \quad (6)$$

Воспользуемся обозначением x_v [см. (2)]. Тогда

$$+\mu \frac{dI_v}{dx_v} = I_v - \frac{1}{2} (1 - \lambda_v) \int_{-1}^{+1} I_v(x_v, \mu') d\mu' - \lambda_v B_v(x_v), \quad (7)$$

где

$$\lambda_v = \frac{K_v}{K_v + \sigma_v} \quad (8)$$

Мы можем получить точное решение поставленной задачи, если допустим, что λ_v не зависит от глубины, а B_v линейно возрастает с оптической глубиной в континууме, т. е. что $B_v = a + b x_v$ (приближение Эддингтона — Барбье). При этих предположениях уравнение переноса принимает вид

$$\mu \frac{dI_v}{dx_v} = I_v - \frac{1}{2} (1 - \lambda_v) \int_{-1}^{+1} I_v(x_v, \mu') d\mu' - \lambda [a + b x_v] \quad (9)$$

Это уравнение решается непосредственно с помощью метода дискретных ординат при обычном граничном условии: на внешней границе Солнца нет входящего излучения. Можно перейти к пределу при неограниченном возрастании числа точек деления и выразить решение через функции H и их моменты. Интенсивность выходящего

излучения равняется

$$I(0, \mu) = \lambda^{3/2} b H(\mu) \left(\mu + \frac{a}{\lambda b} + \frac{1-\lambda}{2\lambda^{1/2}} \alpha_1 \right), \quad (10)$$

где функции H и их моменты первого порядка α_1 [см. уравнение (53) разд. 4.1] определяются для альбедо $\omega_0 = 1 - \lambda$ (альбедо для однократного рассеяния). Величина, хорошо характеризующая линию поглощения, — это остаточная интенсивность

$$r_v = \frac{I_v(0, \mu)}{I_c(0, \mu)}. \quad (11)$$

Смысл всех величин, входящих в это выражение, пояснен на рис. 12. Интенсивность непрерывного спектра может быть получена по (10)

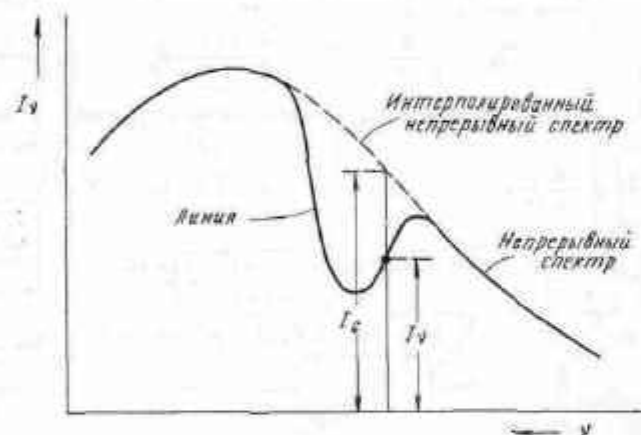


Рис. 12. Схема, поясняющая величины, входящие в выражение (11)

в предположении, что $\lambda \rightarrow 1$. Отметим, что $H(\lambda = 1) = 1$. Таким образом, выражение для остаточной интенсивности имеет вид

$$r_v = \frac{\lambda^{3/2} b H(\mu)}{\mu + a/b} \left[\mu + \frac{a}{\lambda b} + \frac{(1-\lambda)\alpha_1}{2\lambda^{1/2}} \right]. \quad (12)$$

Согласно этой формуле, центры сильных линий поглощения, для которых $\lambda \ll 1$, должны быть почти черными ($r_v \ll 1$). Однако для линий, возникающих в условиях локального термодинамического равновесия, дело обстоит иначе: даже для очень сильных линий $r_v \approx B_v(T_0)/B_v(T_e) \approx 1/4$. Отсюда следует также, что линии поглощения, образовавшиеся при локальном термодинамическом равновесии, должны становиться невидимыми на краю солнечного диска.

Отметим, что при перемещении от центра солнечного диска к его краю в профилях солнечных линий поглощения, таких, как линии H и K пониженного кальция, происходят лишь относительно малые изменения. Напомним также, что образование линии поглощения рассеивающими частицами в поглощающей атмосфере зависит не только от градиента температуры. В том случае, если $b \rightarrow 0$, выражение (12) переходит в

$$r_v = \lambda^{3/2} H(\mu; 1 - \lambda) \approx \quad (13a)$$

$$\approx 2 \left(\frac{K_v}{\sigma_v} \right)^{1/2} \text{ при } K_v < a_v \text{ и } \mu = 0.5. \quad (13b)$$

В этих условиях роль рассеивающих частиц сводится к увеличению расстояния, проходимого в фотосфере фотоном, который имеет ту же характеристическую частоту, что и эти частицы.

Удлинение пути увеличивает вероятность того, что данный фотон испытает поглощение (например, отрицательным ионом водорода H^-). Здесь мы имеем дело с проблемой случайных блужданий. Мы не будем продолжать этих рассуждений, заметим только, что присутствие квадратного корня в выражении (13b) характерно именно для проблемы случайных блужданий.

Коэффициент поглощения в линии

Чтобы понять во всех подробностях, как возникают линии поглощения, мы должны рассмотреть те элементарные процессы, которые определяют коэффициент поглощения в линии s_v . В зависимости от физических условий s_v может совпадать с I_v или с σ_v , т. е. мы не можем предсказать будущее фотона, «поглощенного» атомом с коэффициентом поглощения s_v .

Начнем с затухания вследствие излучения. Энергия классического излучающего осциллятора уменьшается со временем по закону

$$W = W_0 e^{-\gamma_e t}, \quad (14)$$

где классическая постоянная затухания равняется

$$\gamma_e = \frac{8\pi^2 e^2 v_0^2}{3 m_e c^3}. \quad (15)$$

Здесь e — заряд электрона, а v_0 — собственная частота осциллятора. Гармонический анализ колебаний дает для зависимости коэффициента поглощения от частоты выражение

$$s_v = \frac{e^2 \gamma_e}{m_e c^4 \pi} \frac{1}{(v - v_0)^2 + (\gamma_0/4\pi)^2}. \quad (16)$$

Эта формула получена для одного осциллятора на основании классических представлений. Квантово-механическое расширение энер-

гетических уровней является следствием принципа неопределенности Гейзенберга $\Delta E \Delta t \approx \hbar$. Очевидно, что величина, обратная сумме вероятностей различных переходов, ведущих к уходу из данного энергетического состояния, равняется средней продолжительности жизни атома в этом состоянии, т. е.

$$\gamma_m = \frac{1}{\tau_m} = \sum_n A_{mn} + \sum_{n < m} B_{mn} I_\nu(mn) + \sum_{k > m} B_{mk} I_\nu(mk). \quad (17)$$

Первый член правой части обусловлен спонтанным излучением, второй — вынужденным излучением, а третий — поглощением, в которое, если это необходимо, включается ионизация; A_{mn} , B_{mn} и B_{mk} — коэффициенты Эйнштейна (постоянные для данного атома), которые характеризуют соответствующие процессы и пропорциональны $\bar{I}$ — силе осциллятора для рассматриваемого перехода. Для многих астрономических приложений достаточно сохранить в правой части (17) только член $\sum_n A_{mn}$; в этом случае говорят, что имеет место дилуция поля излучения. Из квантовой теории известно, что постоянная затухания, соответствующая переходу между уровнями m и n , равняется $\gamma_{mn} = \gamma_m + \gamma_n$. Таким образом, профиль линии, обусловленный затуханием вследствие излучения, имеет вид

$$S_\nu = \frac{e^2 \gamma_{mn}}{m c^4 \pi} \frac{f}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma_{mn}/4\pi)^2}. \quad (18)$$

В некоторых случаях расширение линии, вызванное соударениями (расширение вследствие давления), можно представить формулами, имеющими такой же вид, как (18). Иногда расширение линии можно объяснить встречами с отдельными частицами; быстрое прохождение возмущающей частицы может изменить (слегка) энергетическое состояние атома. С точки зрения классической теории речь идет об изменении $\Delta \nu$ частоты излучающего осциллятора, вызванном встречной частицей. Изменение частоты можно представить в виде

$$\Delta \nu = \frac{e}{r k}, \quad (19)$$

где k зависит от природы взаимодействия. Известны три случая, представляющие интерес:

1) саморасширение ($k = 3$); возмущающие частицы принадлежат к тому же виду, что и атом, излучающий данную спектральную линию;

2) квадратичный эффект Штарка ($k = 4$); возмущающими частицами являются ионы и электроны;

3) расширение силами ван дер Ваальса ($k = 6$); возмущающими частицами являются атомы нейтрального водорода.

Имеется достаточно данных, чтобы вычислить значение $\gamma_{\text{сод}}$ для этих трех случаев расширения линии, вызываемого соударениями; таким образом, мы можем учесть все три эффекта, заменив γ_{mn} в уравнении (18) для профиля линии на $\gamma_{mn} + \gamma_{\text{сод}}$. Однако таким способом невозможно учесть линейный эффект Штарка. В этом случае линия сдвинута электростатическими полями ионов и электронов. В данном элементе объема линии отдельных атомов смещены по-разному, результатом является статистическое расширение линии. При изучении этого эффекта можно предполагать, что возмущающие ионы и электроны неподвижны относительно рассматриваемой частицы. Заметим, что такой способ прямо противоположен тому, при помощи которого учитываются эффекты, перечисленные выше. Линейный эффект Штарка существен для линий водорода, и в крыльях линий его зависимость от частоты имеет следующий вид:

$$S_\nu \sim (\nu - \nu_0)^{-3/2}. \quad (20)$$

В атмосферах звезд наибольшую роль играет доплеровское расширение линий, создаваемое тепловыми и турбулентными движениями. Допустим, что распределение скоростей частиц — максвелловское [см. (1) разд. 4.4]. Тогда распределение лучевых скоростей будет определяться числом частиц, радиальные скорости которых заключены между v и $v + dv$, т. е.

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\pi^{1/2}} e^{-(v/v_0)^2} \frac{dv}{v_0}, \quad (21)$$

где

$$v_0^2 = \frac{2kT}{m} + v_{\text{турб}}^2. \quad (22)$$

Здесь мы неявно предполагаем, что скорости маломасштабных турбулентных движений также имеют максвелловское распределение. В дальнейшем мы будем пренебрегать турбулентными движениями. Согласно принципу Доплера,

$$\frac{\delta \nu}{\nu} = \frac{v}{c}, \quad (23)$$

и распределение поглощающих атомов по частоте описывается выражением

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\pi^{1/2}} e^{-(\delta \nu / \delta \nu_0)^2} \frac{d\nu}{\delta \nu_0}, \quad (24)$$

где $\delta \nu_0 / \nu_0 = v_0 / c$. Для случая чисто теплового движения

$$\delta \nu_0 = \frac{v}{c} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2}. \quad (25)$$

Выражение (24) дает относительный профиль линии поглощения для случая, когда можно пренебречь затуханием вследствие излучения и расширением вследствие давления. Его можно нормировать, используя тот факт, что

$$\int_0^{\infty} s_v dv = \frac{\pi e^2}{m_e c} f. \quad (26)$$

Чтобы получить последнее равенство, надо проинтегрировать равенство (18) от $v = 0$ до $v = \infty$ и учесть, что доплеровское расширение не может изменить количества поглощенной энергии. Если мы положим $s_v \sim dN/N$ и нормируем приведенное выше выражение в соответствии с (26), то получим

$$s_v = \frac{\pi^{1/2} e^2}{m_e c} \frac{f}{\delta v_0} \exp \left[-\frac{(v - v_0)^2}{(\delta v_0)^2} \right]. \quad (27)$$

Многие профили линий поглощения могут быть истолкованы как результат совместного влияния доплеровского расширения и расширения вследствие затухания излучения. Такой профиль называется профилем Фойгта. Отдельный атом излучает линию, которая имеет профиль, обусловленный затуханием вследствие излучения, и сдвинута по частоте на δv вследствие движения излучающего атома. Коэффициент поглощения для этого атома равняется

$$\frac{e^2 \gamma_{\text{ли}}}{m_e c 4\pi} \frac{f}{(v - v_0 - \delta v)^2 + (\gamma_{\text{ли}}/4\pi)^2}. \quad (28)$$

Относительное число таких атомов определяется выражением (24). Далее, коэффициент поглощения в некоторой частоте обусловлен совместным действием многих профилей, подобных тому, который описывается уравнением (28), но имеющих различные сдвиги δv из-за различия в скоростях. Полный коэффициент поглощения представляется выражением

$$s_v = \frac{e^2 \gamma_{\text{ли}} f}{4\pi^2 c^2 m_e c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-(\delta v / \delta v_0)^2}}{(v - v_0 - \delta v)^2 + (\gamma_{\text{ли}}/4\pi)^2} d\left(\frac{\delta v}{\delta v_0}\right). \quad (29)$$

Обозначим $\alpha = \gamma_{\text{ли}}/4\pi \delta v_0$, $y = \delta v / \delta v_0$ и $v = (v - v_0)/\delta v_0$ и перепишем (29) в виде

$$H(\alpha, v) = \frac{s_v}{s_{v_0}} = \frac{\alpha}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{\alpha^2 + (v - y)^2}. \quad (30)$$

Здесь s_{v_0} — коэффициент поглощения в центре линии для чистого доплеровского расширения [см. (27)]. Функция $H(\alpha, v)$ — это функция Хертинга, значения которой находятся численным методом. Графики функции $H(\alpha, v)$ для некоторых случаев приведены на рис. 13. Эти графики ясно показывают, что в фотосфере (т. е.

при $\alpha \ll 1$) профили линий поглощения в большинстве случаев совпадают с доплеровским профилем вблизи центра линии и с профилем, обусловленным затуханием вследствие излучения [s_v пропорционален $(v - v_0)^{-2}$], вдали от центра линии. Дополнительные трудности при вычислении коэффициента поглощения создаются сверхтонкой структурой и эффектом Зеемана.

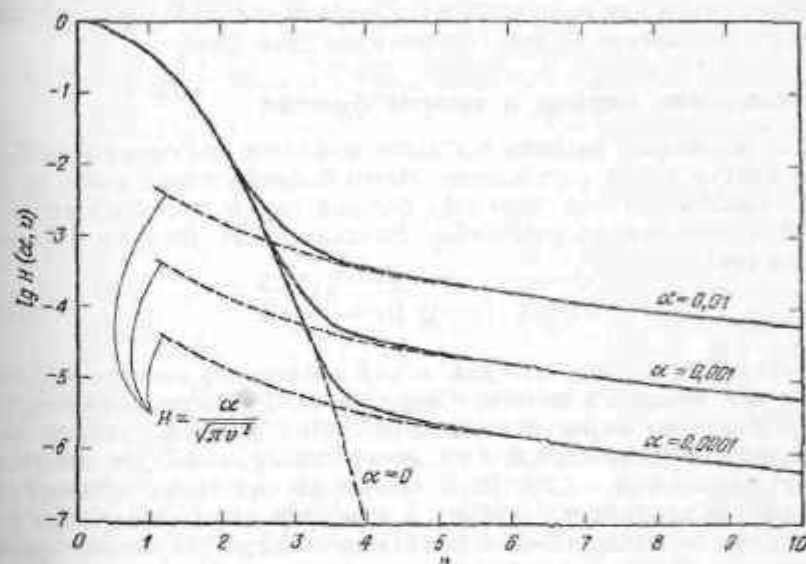


Рис. 13. Функция $H(\alpha, v)$ [см. (30) разд. 4.3], оцененная при помощи таблицы Гарриса [16]. Ясно видны доплеровское ядро линии и крылья, обусловленные затуханием вследствие излучения.

После того как найден коэффициент поглощения, остается уточнить физическую природу переизлучения, чтобы вычислить контур линии.

«Поглощенный» фотон может испытать истинное поглощение, когерентное рассеяние или некогерентное рассеяние. Узнать, что именно должно произойти, можно лишь на основании изучения строения поглощающего атома, параметров линии и физических условий в том месте, где образуется линия. Все эти сведения необходимы для определения функции источника $\mathcal{Z}_v$. При вычислении функции источника часто прибегают к методу итерации.

В качестве примера рассмотрим образование слабой линии поглощения или крыльев сильной линии. Такие линии возникают относительно глубоко в фотосфере, где $\gamma_{\text{возд}} \gg \gamma_{\text{ли}}$. Очевидно, что

в этих условиях рассеяние некогерентно, так как классический осциллятор за время излучения испытывает неоднократные возмущения. Ясно также, что некогерентное рассеяние с полным перераспределением имитирует локальное термодинамическое равновесие, так как в обоих случаях переизлучение пропорционально коэффициенту поглощения. Для линий, образующихся в глубоких слоях, функция источника $\mathcal{J}_\nu$ близка к B_ν , и мы можем рассматривать такие (слабые) линии как возникшие в условиях локального термодинамического равновесия — это хорошо известный факт.

Эквивалентные ширины и весовые функции

На основании изложенных выше выкладок мы сможем вычислить контур линии поглощения. Часто бывает удобнее иметь дело с W — эквивалентной шириной, которая определяется из наблюдений с большей уверенностью. Эквивалентная ширина определяется так:

$$W_\lambda = \int (1 - r_\lambda) d\lambda = \int R_\lambda d\lambda. \quad (31)$$

Эквивалентные ширины для линий солнечного спектра можно найти при помощи модели атмосферы и метода весовых функций, который кратко изложен ниже. Этот метод довольно удобен; он пригоден для слабых линий и крыльев сильных линий, для которых можно положить $\mathcal{J}_\nu = B_\nu$. Если мы введем отдельные оптические глубины: в линии ($d\tau_\nu = \rho l_\nu dr$) и в непрерывном спектре ($d\tau = \rho K_\nu dr$), то интенсивность выходящего излучения можно будет выразить в виде

$$I_\nu(0, \mu) = \int_0^\infty B_\nu(\tau) e^{-\tau/\mu} e^{-\tau_\nu/\mu} \frac{d\tau_\nu}{\mu} + \int_0^\infty B_\nu(\tau) e^{-\tau/\mu} e^{-\tau_\nu/\mu} \frac{d\tau}{\mu}. \quad (32)$$

Выполнив во втором члене правой части интегрирование по частям, получим

$$R_\nu = \int_0^\infty \frac{l_\nu}{K_\nu} g_1(\tau, \mu) e^{-\tau/\mu} d\tau, \quad (33)$$

где $g_1(\tau, \mu)$ — весовая функция

$$g_1(\tau, \mu) = \frac{\int_\tau^\infty B_\nu(\tau') e^{-\tau'/\mu} \frac{d\tau'}{\mu} - B_\nu(\tau) e^{-\tau/\mu}}{\int_0^\infty B_\nu(\tau') e^{-\tau'/\mu} d\tau'} \quad (34)$$

Если $l_\nu \ll K_\nu$ и $\mu \approx 1$, то уравнение (33) принимает вид

$$R_\nu = \int_0^\infty \frac{l_\nu}{K_\nu} g_1(\tau, \mu) d\tau. \quad (35)$$

Мы можем упростить выражение для весовой функции; используя тождество

$$B_\nu(\tau) e^{-\tau/\mu} = - \int_\tau^\infty \frac{dB_\nu}{d\tau} e^{-\tau'/\mu} d\tau' + \int_\tau^\infty B_\nu e^{-\tau'/\mu} \frac{d\tau'}{\mu}, \quad (36)$$

получим

$$g_1(\tau, \mu) = \frac{\int_\tau^\infty \frac{dB_\nu}{d\tau} e^{-\tau'/\mu} d\tau'}{\int_0^\infty B_\nu(\tau') e^{-\tau'/\mu} d\tau'}. \quad (37)$$

Мы замечаем, что весовая функция зависит от градиента функции B_ν и что она зависит от непрозрачности только в непрерывном спектре (не от l_ν). Таким образом, часто представляется возможным использовать одну и ту же весовую функцию для нескольких линий. Это очень ценно при обработке большого количества данных, как, например, в случае Солнца. Интегрирование глубины линии R_λ по длине волны дает эквивалентную ширину. Зная W_λ , мы можем найти содержание различных элементов в Солнце по отношению к водороду.

Относительные содержания химических элементов обычно определяются при помощи кривой, именуемой кривой роста. На этой кривой значения W_λ/λ нанесены в зависимости от $g_i N_i f_{ij}$, где N_i — относительное число поглощающих атомов, g_i — статистический вес уровня, а f_{ij} — сила осциллятора. На практике строят график зависимости W_λ/λ от $\lg C$; C включает в себя все параметры (в том числе температуры ионизации и возбуждения), кроме относительных содержаний элементов. Сравнение эмпирической и теоретической кривых роста дает относительное содержание.

Анализ при помощи кривой роста — очень ценный метод; его подробное описание можно найти во всех книгах, где излагается физика звездных атмосфер. Результаты определения относительных содержаний различных элементов приведены в табл. 8. Гелия в этой таблице нет, так как он не имеет подходящих линий. Заметим, что ошибки в значениях относительных содержаний возникают в основном не от погрешностей в модели фотосферы, а из-за отсут-

Таблица 8

Сравнение результатов различных определений химического состава Солида [17]

Атом- ный номер	Эле- мент	Гольд- берг, Миллер, Аллер (1960)	Клас (1951)	Уингольд (1948)	Гольд- берг, Аллер (1943)	Рес- сел (1929)	Другие *
1	H	12,00	12,00	12,00	12,00	11,5	
3	Li	0,96	1,08			2,0	1,26 (Г-Т); 0,93 (Д)
4	Be	2,36				1,8	2,18 (Г-Т)
6	C	8,72		8,29	7,56	7,4	9,06 (X)
7	N	7,98		8,61	8,09	7,6	9,02 (X)
8	O	8,96	8,65	8,73	8,56	9,0	9,23 (X); 8,20 (В); 8,73 (К-Д)
11	Na	6,30	6,33	6,28	6,56	7,2	6,13 (В); 5,96 (С) 6,0 (Р);
12	Mg	7,40	7,57	7,51	8,39	7,8	7,28 (В); 7,60 (С); 7,25 (Р)
13	Al	6,29	6,17	6,33	6,39	6,4	6,13 (В)
14	Si	7,50	7,12	7,29	7,87	7,3	
15	P	5,34					
16	S	7,30		6,92	7,57	5,7	
19	K	4,70	5,01	5,20	5,09	6,8	5,32 (С)
20	Ca	6,15	6,46	6,23	6,57	6,7	6,17 (В); 6,42 (Г-Т); 6,23 (С)
21	Sc	2,82		3,33		3,6	
22	Ti	4,68	7,56	4,96	4,57	5,2	
23	V	3,70		4,05	4,09	5,0	
24	Cr	5,36		5,58	4,87	5,7	
25	Mn	4,90		5,46	5,09	5,9	
26	Fe	6,57	7,16	7,26	6,99	7,2	6,55 (В)
27	Co	4,64		5,03	4,69	5,6	
28	Ni	5,91		5,95	6,39	6,0	
29	Cu	5,04	4,80	4,23	4,39	5,0	
30	Zn	4,40	4,52	4,78	5,57	4,9	
31	Ga	2,36				2,0	
32	Ge	3,29				3,0	
37	Rb	2,48				1,7	
38	Sr	2,60	2,88	3,35		3,3	
39	Y	2,25		3,21		2,6	
40	Zr	2,23		2,37		2,5	
41	Nb	1,95				1,0	
42	Mo	1,90		1,78		1,4	

Продолжение табл. 8

Атом- ный номер	Эле- мент	Гольд- берг, Мюллер, Аллер (1960)	Клас (1951)	Уингольд (1948)	Гольд- берг, Аллер (1943)	Рес- сел (1929)	Другие *
44	Ru	1,43				1,7	
45	Rh	0,78				0,5	
46	Pd	1,21				1,1	
47	Ag	0,14				1,0	
48	Cd	1,46				2,2	
49	In	1,16				0,0	
50	Sn	1,54				1,2	
51	Sb	1,94				0,8	
56	Ba	2,10	2,38	2,95		3,3	
70	Yb	1,53					
82	Pb	1,33		2,55		1,2	1,24 (Хл)

* В этой таблице использованы следующие сокращения: (В) — Боуэн (1948); (В) — Вейдельманн (1953); (Г-Т) — Гранштейн, Танберт-Хансен (1954); (Д) — Дубов (1955); (К-Д) — Кибинес, Дюфай (1948); (Р) — Рудькобинг (1945); (С) — Стремгрен (1946); (Хл) — Хохлов (1958); (Х) — Хюартс (1947).

ствия правильных значений сил осцилляторов f . Силы осцилляторов трудно измерить экспериментально или вычислить квантово-механическими методами; обычно неопределенность их значений, по крайней мере вдвое больше самих значений.

4.4. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СООБРАЖЕНИЯ

В предыдущем изложении мы много раз пользовались понятием локального термодинамического равновесия. Рассмотрим теперь смысл этого понятия, а также возможные отклонения от состояния локального термодинамического равновесия.

Если вещество находится в состоянии локального термодинамического равновесия ($\mathcal{Z}_v = B_v$), то имеет место максвелловское распределение скоростей

$$f(v) dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-mv^2/2kT} dv, \quad (1)$$

а также справедлива формула Больцмана

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} e^{-h\nu_{mn}/kT}. \quad (2)$$

и формула Саха (35) разд. 3.3. Через g в (2) обозначены статистические веса. Отметим, что в существовании отклонений от термодинамического равновесия не может быть никаких сомнений. На самом деле, в фотосфере температура излучения является функцией направления и частоты, что далеко от условий абсолютно черного тела. Следовательно, мы можем в лучшем случае надеяться на то, что неизбежные отклонения от состояния локального термодинамического равновесия невелики. Рассмотрим прежде всего вопрос о распределении скоростей.

Распределение скоростей электронов в фотосфере имеет особо важное значение. Свободные электроны образуются в результате фотоионизации H^- и H и исчезают вследствие рекомбинации, сопровождающейся излучением; априорных соображений, которые убедили бы нас в том, что скорости этих электронов подчинены максвелловскому распределению, не существует. Распределение скоростей определяется судьбой электронов, перешедших в свободное состояние. Если перед рекомбинацией электрон успевает испытать много соударений, то, согласно H -теореме Больцмана, распределение скоростей должно быть близким к максвелловскому.

Следовательно, надо сравнить время релаксации электрона с продолжительностью жизни свободного электрона перед его присоединением к H или H^+ . По обычным формулам можно подсчитать, что в фотосфере Солнца электрон, прежде чем рекомбинировать, испытывает от 10^5 до 10^6 соударений. Таким образом, распределение скоростей свободных электронов должно быть близко к максвелловскому. То же самое справедливо и для ионов, так как для них время релаксации больше в $(m/m_e)^{1/2}$ раз. Изучение баланса энергии показывает, что кинетическая температура электронов, ионов и атомов примерно одинакова.

Важно также вопрос о зависимости температуры излучения от электронной температуры. Для ответа на него воспользуемся методом, применяемым для решения аналогичной задачи в теории газовых туманностей. Можно получить два уравнения, выражающие условие сохранения энергии в непрерывном спектре и то обстоятельство, что число рекомбинаций равно числу ионизаций. Из этих двух уравнений можно найти температуру излучения как функцию электронной температуры. В условиях, имеющих место в фотосфере, эти две температуры примерно равны между собой.

Когда мы пишем выражение, содержащее T (формула Планка, формула Саха и т. д.), мы фактически каждый раз вводим новый параметр, и только при термодинамическом равновесии все эти «температуры» равны между собой. В этом смысле условия в фотосфере очень благоприятны — здесь значения различных температур достаточно мало отличаются друг от друга.

Трудно придумать какой-нибудь простой способ для проверки применимости формулы Больцмана. Если только речь не идет об аномальных условиях возбуждения, она обычно дает достаточно хорошее приближение (см. ниже о возникновении линий в условиях локального термодинамического равновесия). Применимость формулы Саха можно проверить более прямым путем. Поскольку скорости электронов подчинены максвелловскому распределению, скорость рекомбинации одна и та же как при наличии, так и в отсутствие термодинамического равновесия. Поэтому мы можем разделить друг на друга два уравнения, выражающие стационарность состояния:

$$C = \frac{\left(\frac{N_{r+1} N_e}{N_r} \right)_{nr}}{\left(\frac{N_{r+1} N_e}{N_r} \right)_p} \quad (3a)$$

$$= \frac{\int_0^\infty \frac{J_\nu}{h\nu} K_{\nu,r} d\nu}{\int_0^\infty \frac{B_\nu}{h\nu} K_{\nu,r} d\nu} \quad (3b)$$

Обозначения (nr) и (p) относятся к неравновесному и равновесному (эквивалентному справедливости формулы Саха) состояниям. Коэффициент ионизации $K_{\nu,r}$ учитывает поглощение во всех континуумах и, следовательно, мы должны воспользоваться формулой Больцмана для вычисления населенности различных уровней. Затем мы можем оценить C , чтобы проверить согласованность различных условий, соответствующих локальному термодинамическому равновесию. Для состояния, приближающегося к локальному термодинамическому равновесию, мы ожидаем, что $C \approx 1$. Было изучено ионизационное равновесие $FeI - FeII$ и получено $C = 2,91; 1,3$ и $1,0$ для средних оптических глубин, равных соответственно $0,01, 0,05$ и $0,1$. Аналогичные подсчеты дают $C \approx 1$ для H^- . Таким образом, на глубине $\tau > 0,05$ состояние вещества Солнца близко к состоянию локального термодинамического равновесия.

Обычно считают, что вблизи поверхности Солнца локальное термодинамическое равновесие уже невозможно, так как там поле излучения далеко от изотропного. Из наших рассуждений, по-видимому, можно сделать вывод, что если пользоваться предположением о локальном термодинамическом равновесии с осторожностью, то его можно применять к большей части фотосферы.

Основная трудность, связанная с предположением о локальном термодинамическом равновесии в фотосфере, состоит в использовании функции Планка в качестве функции источника. Формула

Планка относится к излучению, заключенному в замкнутом объеме, что явно не выполняется в фотосфере. Возможно, что более подходящей была бы функция источника, полученная на основании предположения о выходе фотонов из среды.

Использование предположения о локальном термодинамическом равновесии для вычисления *линейчатого спектра* теоретически не оправдано; имеющиеся в нашем распоряжении эффективные сечения для соударений и значения сил осцилляторов указывают на то, что поле излучения, а не соударения определяют населенность различных энергетических состояний атомов. Однако некоторые данные наблюдений «имитируют» локальное термодинамическое равновесие. Например если линии одного и того же мультиплета возникают при локальном термодинамическом равновесии, то наблюдения на солнечном диске при условии, что $gf/\mu = \text{const}$ (f — сила осциллятора для данной линии, g — статистический вес, $\mu = \cos \theta$, θ — угол, измеренный от направленной наружу нормали к фотосфере), должны давать тождественные профили линий. Но так и есть на самом деле. Отметим, что упомянутый факт является необходимым условием локального термодинамического равновесия, но не может служить неопровержимым его доказательством.

Флуктуации температуры

Говоря о фотосфере, мы не касались флуктуаций плотности и температуры. Наиболее важным проявлением этих флуктуаций являются, по-видимому, солнечная грануляция и связанные с ней явления, которые мы рассмотрим в следующей главе, там, где речь будет идти о конвективном переносе энергии в фотосфере. Некоторые особенности в изменениях профилей линий при переходе от центра диска к его краю указывают на неоднородность температуры в фотосфере Солнца; возможно, что флуктуации достигают нескольких сотен градусов Кельвина.

ЛИТЕРАТУРА

К разд. 4.1

Теория переноса лучистой энергии излагается в большинстве монографий по физике звездных атмосфер. См. также ссылки к разд. 4.2 и [17] гл. 3. Основными руководствами являются:

1. Chandrasekhar S., Radiative Transfer, Dover Publications, Inc., New York, 1960. (Русский перевод: С. Чандрасекара, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.)
2. Kourganoff V., Basic Methods in Transfer Problems, Oxford, University Press, London, 1952.
3. Milne E. A., Handbuch der Astrophysik, Bd. III, Berlin, 1930, S. 65.

К разд. 4.2

Основной материал изложен в [17] гл. 3 и в [1, 3] гл. 4, а также в следующих книгах:

4. Minnaert M., in The Sun, ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, Chicago, 1953, pp. 88—185. (Русский перевод: Солнце, под ред. Дж. Койпера, ИЛ, М., 1957.)
5. Aller L. H., in Astrophysics, ed. J. A. Hynek, McGraw-Hill Book Company, New York, 1951, p. 28—84.
6. Unsöld A., Physik der Sternatmosphären, 2 ed., Berlin, 1955. (Русский перевод: А. Унзольд, Физика звездных атмосфер, ИЛ, М., 1949.)
7. Aller L. H., Astrophysics, I. The Atmospheres of the Sun and Stars, The Ronald Press Company, New York, 1953. (Русский перевод: Л. А. Аллер, Астрофизика, т. I. Атмосферы Солнца и звезд, ИЛ, М., 1955.)
8. Münch G., in Stellar Atmospheres, ed. J. L. Greenstein, The University of Chicago Press, 1960, p. 1—49. (Русский перевод: Звездные атмосферы, под ред. Дж. Л. Гринштейна, ИЛ, М., 1963.)
9. Böhm K. H., in Stellar Atmospheres, ed. J. L. Greenstein, The University of Chicago Press, 1960, pp. 88—155. (Русский перевод: Звездные атмосферы, под ред. Дж. Л. Гринштейна, ИЛ, М., 1963.)
10. Aller L. H., in Stellar Atmospheres, ed. J. L. Greenstein, The University of Chicago Press, 1960, pp. 156—259. (Русский перевод: Звездные атмосферы, под ред. Дж. Л. Гринштейна, ИЛ, М., 1963.)
11. Goldberg L., Pierce A. K., in Handbuch der Physik, Bd. 52, ed. S. Flügge, Springer-Verlag OHG, Berlin, 1959, S. 1—79.

Зависимость T от τ , полученная эмпирически и теоретически, рассматривается в следующих работах:

12. Böhm K. H., Z. Astrophys., 34, 182 (1954).
13. Böhm-Vitense E., Z. Astrophys., 34, 209 (1954).

Обзор физики солнечной атмосферы содержится в статье

14. Unsöld A., in Space Age Astronomy, eds. A. J. Deutsch, W. B. Klemperer, Academic Press, Inc., New York, 1962, pp. 161—170.

К разд. 4.3

См. литературу к разд. 4.2, в частности [9], а также ссылки [1, 3] к гл. 3.

Схема вычисления профилей линий, возникающих в условиях термодинамического равновесия, взята из работы

15. Helser A. M., Astrophys. J., 125, 470 (1957).

Таблица для вычисления коэффициента поглощения в линиях можно найти в статье

16. Harris D. L., Astrophys. J., 108, 112 (1948).

Приведенные относительные содержания химических элементов взяты из работы

17. Goldberg L., Müller E. A., Aller L. H., Astrophys. J., Suppl. V, 1 (1960).

К разд. 4.4

См. ссылки [1—3] к гл. 3, а также книги и статьи по теории звездных атмосфер в списке литературы к разд. 4.2.

Дополнительная литература

18. Соболев В. В., Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, 1956.
19. Мустель Э. Р., Звездные атмосферы, Физматгиз, 1960.

ГЛАВА 5

**Водородная конвективная зона,
хромосфера и корона**

Хотя большая часть потока солнечной энергии переносится через фотосферу излучением, все же небольшое, но играющее существенную роль в физике солнечной атмосферы количество энергии переносится в виде механической энергии. Это обстоятельство сильно влияет на состояние внешних слоев солнечной атмосферы. Температура солнечной атмосферы не уменьшается монотонно с возрастанием расстояния от центра (как можно было бы ожидать); она проходит через минимум, равный нескольким тысячам градусов Кельвина, а затем быстро возрастает до значений порядка $\sim 10^6$ °К. Это возрастание является результатом диссипации механической энергии. Последняя, по-видимому, связана с солнечной грануляцией и переносится звуковыми волнами, возникающими в водородной конвективной зоне, к описанию которой мы переходим.

5.1. ВОДОРОДНАЯ КОНВЕКТИВНАЯ ЗОНА И ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН

Удовлетворительной теории физических процессов, происходящих в конвективной зоне под фотосферой, не существует, но все же очень важно иметь хотя бы некоторое представление об этой зоне, так как она обуславливает многие из наблюдаемых явлений. Градиент температуры для конвективной зоны определяется из уравнения

$$[\pi F]_{\text{полн}} = [\pi F]_{\text{ион}} + [\pi F]_{\text{луч}}. \quad (1)$$

Следовательно, мы должны найти поток энергии, переносимой путем конвекции.

Теория конвекции

Вспомним критерий устойчивости Шварцшильда (10) разд. 3.3:

$$\left(\frac{d \ln T}{d \ln P} \right)_{\text{луч}} > \left(\frac{d \ln T}{d \ln P} \right)_{\text{ад}}. \quad (2)$$

Обсуждая это неравенство применительно к областям, лежащим ниже солнечной фотосферы, мы должны при вычислении адиабати-

ческого градиента принять во внимание ионизацию водорода. Условие адиабатичности можно получить из первого закона термодинамики. Пусть E/ρ — энергия, заключенная в единице массы, а $1/\rho$ — объем единицы массы. Тогда первый закон термодинамики может быть записан в виде

$$d \left(\frac{E}{\rho} \right) + P d \left(\frac{1}{\rho} \right) = dQ = 0. \quad (3)$$

Выполнив дифференцирование, получим условие адиабатичности в виде

$$\frac{dE}{P} = \frac{d\rho}{\rho} \left(1 + \frac{E}{P} \right). \quad (4)$$

Рассмотрим вначале идеальный газ, обладающий только кинетической энергией. Уравнение состояния идеального газа имеет вид

$$P = \frac{k\rho T}{\mu m_H}, \quad (5)$$

а выражение для кинетической энергии —

$$E = \frac{3}{2} \frac{k\rho T}{\mu m_H} = \frac{3}{2} P. \quad (6)$$

После логарифмического и обычного дифференцирования последние два уравнения принимают вид

$$\frac{dP}{P} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T} \quad (7)$$

и

$$dE = \frac{3}{2} dP. \quad (8)$$

Из (4), (6), (7) и (8) вытекает часто используемое соотношение

$$\frac{dP}{P} = \frac{5}{2} \frac{dT}{T}. \quad (9)$$

Вообще говоря, энергия вещества складывается из кинетической энергии, энергии ионизации и энергии возбуждения. В этом случае $\rho = \rho(T, P)$ и $E = E(T, P)$ или

$$\frac{dE}{P} = c_1 \frac{dT}{T} + c_2 \frac{dP}{P}, \quad (10)$$

$$\frac{d\rho}{\rho} = -c_3 \frac{dT}{T} + c_4 \frac{dP}{P}. \quad (11)$$

Последние два уравнения представляют собой обобщение (8) и (7). В сочетании с условием адиабатичности (4) они дают

$$\left[\frac{dT/T}{dP/P} \right]_{\text{ад}} = \frac{-c_2 + (1 + E/P) c_4}{c_1 + (1 + E/P) c_3}. \quad (12)$$

Если учесть влияние ионизации водорода, то уравнение состояния идеального газа примет вид

$$P = \frac{k}{\mu m_H} (1+x) \rho T, \quad (13)$$

где x — степень ионизации а для среднего молекулярного веса μ мы принимаем то же самое значение, что и при $x=0$. Энергия единицы объема (энергии возбуждения мы пренебрегаем) равняется

$$E = \frac{3}{2} P + \frac{x\rho}{\mu m_H} I, \quad (14)$$

где I — энергия ионизации. Используя эти соотношения, а также формулу Саха, мы придадим выражению (12) форму, соответствующую рассматриваемому случаю:

$$\left[\frac{d \ln T}{d \ln P} \right]_{\text{ад}} = \frac{1 + \frac{1}{2} x (1-x) \left[\frac{5}{2} + I/kT \right]}{\frac{5}{2} + \frac{1}{2} x (1-x) \left[\frac{5}{2} + I/kT \right]}. \quad (15)$$

Отметим, что степень ионизации входит в это выражение только в виде произведения $x(1-x)$, и, следовательно, градиент имеет одно и то же значение как при полной ионизации, так и в ее отсутствие. При промежуточных значениях степени ионизации

$$\left(\frac{d \ln T}{d \ln P} \right)_{\text{ад}} < \frac{2}{5}$$

— значения, обычного для одноатомного газа. Таким образом, существование и положение конвективной зоны определяется двумя причинами:

1) адиабатический градиент уменьшает свое значение вследствие ионизации водорода;

2) структурный градиент увеличивается из-за того, что начинает расти непрозрачность.

Более важное значение имеет увеличение непрозрачности, так как оно ослабляет «перемешивание» фотонов и делает возможным существование высокого градиента температуры, создающего конвекцию. Совместное действие этих двух причин порождает конвективную зону под слоем $\tau = 1$. При более тщательном исследовании необходимо принимать во внимание ионизацию металлов и гелия.

Наиболее приемлемая теория конвективного переноса тепла — это так называемая теория пути перемешивания Прайдтля. В основе теории Прайдтля лежит представление о том, что поднимающиеся элементы конвекции проходят некоторый путь перемешивания l , прежде чем рассеяться в окружающей среде. Поскольку эти элементы горячее соседнего вещества, такой процесс приводит к кон-

вективному переносу энергии. Если поднимается некоторый объем V , то подъемная сила равняется

$$F_n = V g \Delta \rho, \quad (16)$$

где g — ускорение силы тяжести. Так как $\Delta \rho / \rho = \Delta T / T$, мы можем написать

$$F_n = V \rho g \frac{\Delta T}{T}, \quad (17)$$

где $\Delta \rho$ и ΔT — разности плотности и температуры поднимающегося вещества и окружающей среды. Отметим, что мы рассматриваем случай беспрепятственного подъема. Если поднимающийся элемент прошел вверх расстояние z , то ΔT можно представить в виде разности между структурным и адиабатическим градиентами, а выражение (17) для подъемной силы преобразовать к следующему виду:

$$F_n = V \rho g \frac{z}{T} \left[\left| \frac{dT}{dz} \right|_{\text{стр}} - \left| \frac{dT}{dz} \right|_{\text{ад}} \right]. \quad (18)$$

Работа, выполняемая этой силой, равняется

$$W = \int_0^z F_n dz = \frac{V \rho g}{T} \left[\left| \frac{dT}{dz} \right|_{\text{стр}} - \left| \frac{dT}{dz} \right|_{\text{ад}} \right] \frac{z^2}{2}. \quad (19)$$

Поскольку мы пренебрегаем сопротивлением, то вся работа должна перейти в кинетическую энергию поднимающегося элемента:

$$W = \frac{1}{2} V \rho v^2. \quad (20)$$

Скорость подъема, которую можно найти из (19) и (20), составляет

$$v = z \left[\left| \frac{dT}{dz} \right|_{\text{стр}} - \left| \frac{dT}{dz} \right|_{\text{ад}} \right]^{1/2} \left(\frac{g}{T} \right)^{1/2}. \quad (21)$$

Введем путь перемешивания l и подсчитаем среднюю скорость подъема. Примем для z значение $l/2$ (см. стр. 96), тогда

$$\langle v \rangle = \frac{l}{2} \left[\left| \frac{dT}{dz} \right|_{\text{стр}} - \left| \frac{dT}{dz} \right|_{\text{ад}} \right]^{1/2} \left(\frac{g}{T} \right)^{1/2}. \quad (22)$$

Введем, кроме того, высоту однородной атмосферы

$$H = \frac{kT}{\mu g m_H}; \quad (23)$$

она равняется расстоянию, на котором плотность изотермической атмосферы уменьшается в e раз. Теперь можно переписать уравнение (9) разд. 3.3 в виде

$$\frac{dT}{dz} = \frac{T}{H} \frac{d \log T}{d \log P}. \quad (24)$$

Таким образом,

$$\langle v \rangle = \frac{l^2 g}{4H} \left[\left(\frac{d \log T}{d \log P} \right)_{\text{стр}} - \left(\frac{d \log T}{d \log P} \right)_{\text{ад}} \right]. \quad (25)$$

Доплеровские смещения в спектрах поднимающихся гранул соответствуют скоростям порядка 2 км/сек. Для Солнца $H \approx l \approx 10^7$ см, $g \approx 2,5 \cdot 10^4$ см/сек², и выражение в квадратных скобках в (25) приблизительно равно 1 для неустойчивых областей, лежащих непосредственно под фотосферой. Подставив эти значения в (25), мы получим $\langle v \rangle \approx 2,5$ км/сек, что достаточно хорошо согласуется с результатами наблюдений. В принципе можно считать l свободным параметром и найти его из наблюдений. Полагают, что $H \approx l$, так как высота однородной атмосферы служит мерой расстояния, в пределах которого свойства среды изменяются не особенно заметно.

Поднимающийся элемент передает окружающей среде количество энергии $c_p \rho \Delta T$, где c_p — теплоемкость при постоянном давлении. Итак, поток энергии, переносимой вследствие конвекции, можно представить в виде

$$(\pi F)_{\text{конв}} = c_p \rho v \frac{l}{2} \left[\left| \frac{dT}{dz} \right|_{\text{стр}} - \left| \frac{dT}{dz} \right|_{\text{ад}} \right] = \quad (26a)$$

$$= c_p \rho v \frac{T l}{2H} \left[\left(\frac{d \log T}{d \log P} \right)_{\text{стр}} - \left(\frac{d \log T}{d \log P} \right)_{\text{ад}} \right] = \quad (26б)$$

$$= \frac{c_p \rho l^2 g^{1/2} T}{4H^{3/2}} \left[\left(\frac{d \log T}{d \log P} \right)_{\text{стр}} - \left(\frac{d \log T}{d \log P} \right)_{\text{ад}} \right]. \quad (26в)$$

Разность температур в (26a) была вычислена для расстояния $l/2$, потому что в конвективной зоне на каждом уровне присутствуют элементы конвекции, прошедшие все расстояния от 0 до l . Те эффекты, которыми мы пренебрегли, например обмен излучением между элементом конвекции и окружающей средой и присутствие как поднимающихся, так и опускающихся элементов, по-видимому, могут быть учтены соответствующим подбором значения длины пути перемешивания l .

Интересно сравнить поток энергии, переносимой конвекцией, с потоком лучистой энергии. Конвективный поток пренебрежимо мал при $\tau \approx 1$, составляет несколько десятков процентов лучистого потока при $\tau \approx 2-3$ и преобладает в более глубоких слоях. Серьезные отклонения от модели с лучистым переносом наступают только при $\tau > 3$.

Грануляция

Звеном, непосредственно соединяющим наблюдения и теорию конвективной зоны, служит изучение солнечной грануляции. Наблюдениям грануляции с поверхности Земли сильно мешает беспокой-

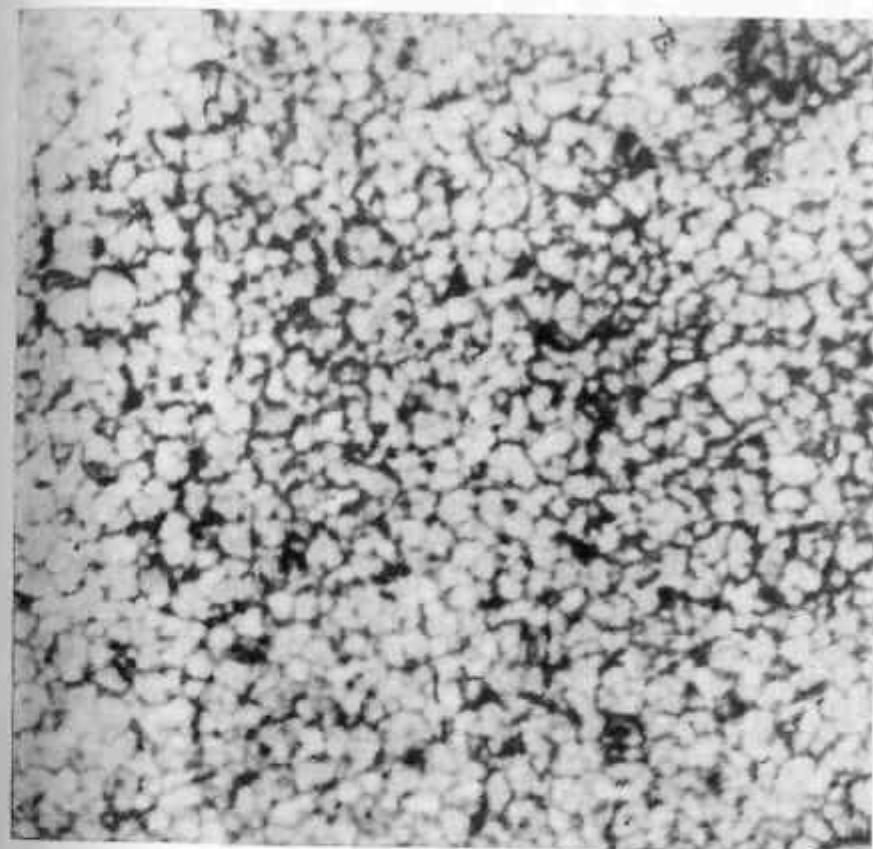


Рис. 14. Снимок солнечной грануляции, полученный 17 августа 1959 г. при помощи телескопа, установленного на аэростате. 1 см на снимке соответствует 4600 км на Солнце.

ствие земной атмосферы. Однако это затруднение, по-видимому, удалось преодолеть — Солнце фотографируют при помощи аэростатов с высот порядка 25 км и больше. На рис. 14 приведен прекрасный снимок солнечной грануляции. Путем тщательного изучения многих снимков такого типа можно установить факты, важные для понимания конвекции. Средний диаметр гранул составляет около 700 км, средняя продолжительность^{*} жизни около 4 мин; средние

* Здесь и ниже под средней продолжительностью жизни понимается промежуток времени, в течение которого распадается половина всех существующих гранул. — Прим. ред.

квадратичные флуктуации температуры имеют величину порядка 100°K . Отметим, что последний результат не обязательно противоречит неоднородным моделям фотосферы, которые дают несколько большие флуктуации температуры, поскольку флуктуации меньшего масштаба, чем разрешающая способность телескопа ($\sim 300 \text{ км}$), здесь не рассматриваются.

Нетрудно понять, почему средняя продолжительность жизни гранул имеет именно такой порядок величины: элемент, движущийся со скоростью $\sim 1 \text{ км/сек}$, проходит расстояние в несколько сотен километров (т. е. путь перемешивания) за время порядка нескольких минут. Из других особенностей грануляции, ставших известными за последнее время, упомянем, что грануляция не зависит от гелиоцентрической широты, а также от фазы цикла солнечной активности. Таким образом, грануляция, видимо, является «основным» процессом, не зависящим от состояния солнечной активности. На краю солнечного диска грануляция становится менее отчетливой вследствие увеличения оптической толщи вдоль луча зрения.

Мы хотим выяснить, проникают ли конвективные движения вверх, в относительно тонкую фотосферу. Интуитивно кажется, что это так, и, действительно, это можно доказать как теоретически, так и на основании наблюдений. Кажется несомненным, что гранулы представляют собой верхушки элементов конвекции, проникающих на некоторое расстояние в фотосферу. Следовательно, образования, которые мы видим на рис. 14, являются остатками конвективных ячеек, изученных в свое время Бенаром. Идеализированная средняя ячейка имеет ширину порядка 700 км и глубину порядка 300 км ; в средней ее части поднимается горячий газ, а по периферии стекает вниз холодный.

Характер ячеистой структуры описывается числом Релея

$$\Lambda = \frac{g\alpha|\beta|d^3}{K\nu}, \quad (27)$$

где α — коэффициент объемного расширения, K — коэффициент температуропроводности, ν — кинематическая вязкость, g — ускорение силы тяжести, d — глубина слоя, β — градиент температуры в конвективной ячейке. При опытах с жидкостями медленно увеличивают градиент температуры; когда Λ становится больше некоторого критического значения, наступает конвекция. Величина критического значения Λ_0 зависит от граничных условий, но, вообще говоря, $\Lambda_0 \approx 10^3$. Если число Релея больше Λ_0 , но меньше 10^5 , происходит стационарная конвекция (ячейки Бенара). При значениях Λ , превосходящих 10^5 , конвекция приобретает нестационарный характер, а при дальнейшем его возрастании становится хаотической.

Для того чтобы применить критерий (27) к Солнцу, мы должны отождествить противодействующий градиент температуры β с разностью между структурным и адиабатическим градиентами, а d — с некоторым характерным размером, по-видимому, порядка высоты однородной атмосферы. Для подфотосферных слоев величины, входящие в выражение (27), имеют следующие значения (в единицах CGS): $d = 3 \cdot 10^7$; $\alpha = T^{-1}$ (для идеального газа) $= 10^{-4}$; $\beta = 10^{-4}$; $g = 2,7 \cdot 10^4$; $\nu = 10^3$ (молекулярная вязкость), а $K = 10^{12}$; последнее значение определяется полем излучения. С перечисленными значениями получаем $\Lambda \approx 10^{11}$, т. е. число Релея настолько велико, что следует ожидать хаотической конвекции. Это затруднение можно объяснить тем (мы докажем это ниже), что рассматриваемые движения турбулентны. Поэтому при расчетах следует использовать турбулентную вязкость, которая, вероятно, несколько выше, чем обычная молекулярная вязкость, однако мы не располагаем необходимыми числовыми значениями.

Физический смысл числа Релея состоит в следующем. Подъемная сила, рассчитанная на единицу объема, пропорциональна $\alpha g \beta d$ [см. (18) разд. 5.1]. Для идеального газа $\alpha = T^{-1}$. Сила трения, рассчитанная на единицу объема, равняется

$$\frac{F_r}{V} = \frac{\eta l^2 (v/l)}{l^3} = \frac{\eta v}{l^2} \frac{\rho v}{l^2}, \quad (28)$$

где v/l — характеристический градиент скорости и $\eta = \rho \nu$.

Трение действует на элемент конвекции в течение всего времени его движения, и, следовательно, характеристическое время составляет l/v . Однако подъемная сила, если существует обмен энергией, действует не все время. В слоях, лежащих непосредственно под фотосферой, почти весь обмен энергией происходит путем лучеиспускания. Таким образом, отношение скорости обмена энергией между элементом объема и окружающей средой к количеству энергии, содержащейся в этом элементе, равняется

$$\frac{\text{Скорость обмена}}{\text{Содержание энергии}} = \frac{\lambda_r (\Delta T/l) l^2}{c_p \rho \Delta T \cdot l^3}, \quad (29a)$$

где все линейные размеры обозначены через l , а λ_r — коэффициент лучистой теплопроводности [см. (4) разд. 33].

В течение характеристического времени $t = c_p \rho l^2 / \lambda_r$ элемент передает окружающей среде всю содержащуюся в нем энергию. Это время мы и будем считать характеристическим временем для подъемной силы. Оно равняется $t = l^2 / K$, где $K = \lambda_r / c_p \rho$ — температуропроводность. Таким образом, число Релея можно представить в виде отношения импульсов, сообщаемых движущемуся объему

подъемной силой и силами вязкости, а именно:

$$\Lambda = \frac{F_{\text{п}}}{F_{\text{в}}} = \quad (30a)$$

$$= \frac{\alpha \rho l g \beta}{\rho \nu l^2} \frac{l^2 K}{l/c} = \quad (30b)$$

$$= \frac{\alpha l^4 g \beta}{\nu K}. \quad (30b)$$

Требование, согласно которому для наступления конвекции необходимо, чтобы число Λ превосходило некоторое критическое значение Λ_0 , является более строгим, чем критерий Шварцшильда (2) разд. 5.1. Таким образом, критерий Шварцшильда является необходимым, но не достаточным условием конвекции. То обстоятельство, что число Λ должно превышать критическую величину, означает, что прежде, чем наступит конвекция, развившаяся подъемная сила должна стать больше силы сопротивления.

Другая безразмерная величина, обычно используемая при изучении конвекции, — это число Прандтля $\sigma = \nu/K$. Для подфотосферных слоев $\sigma \approx 10^{-9}$ (если взять числа, приведенные выше). В лабораторных условиях число Прандтля в большинстве случаев имеет значение порядка 1; это один из примеров того, что результаты, полученные в лаборатории, трудно применять к астрофизическим задачам. В будущем можно ожидать дальнейших успехов применений теорий турбулентного движения и метода ламинарных решений.

Генерация звуковых волн и нагревание атмосферы

Подфотосферные турбулентные движения имеют очень большое значение в физике Солнца, так как они, по-видимому, являются источником механической энергии, поступающей в хромосферу и корону. Движения в водородной конвективной зоне носят турбулентный характер, что можно видеть по значению числа Рейнольдса

$$Re = \frac{vl}{\nu}, \quad (31)$$

которое представляет собой отношение силы, требующейся для того, чтобы создать ускорение $\rho v^2/l$, к силе вязкости $\rho \nu l^2$. Таким образом, создается впечатление, что сила вязкости может сохранять течение ламинарным, если ускоряющая сила не превосходит некоторой предельной величины. При больших значениях числа Рейнольдса течение становится турбулентным. Критическое значение $Re \approx 10^9$.

Отметим, что кинематическая вязкость приблизительно равняется $\nu_{\text{турб}} \lambda/3$, где λ — средняя длина свободного пробега, а $\nu_{\text{турб}} = (8kT/\pi m_{\text{H}})^{1/2}$. В подфотосферных слоях $\nu = \nu_{\text{турб}}$ и число

Рейнольдса, грубо говоря, равняется l/λ , т. е. для рассматриваемых слоев $l/\lambda \approx 10^{10}$. Такие турбулентные движения могут создавать звуковые волны. При этом обычно считают турбулентность изотропной, однако очевидно, что в Солнце есть преимущественное направление. Энергия звуковых волн, генерируемых в единицу времени в единице объема, составляет

$$j_1 = \alpha \rho \left[\frac{\langle v^2 \rangle}{v_{\text{зв}}^2} \right]^{3/2}, \quad (32)$$

где α — некоторая константа, v — турбулентная скорость, а ε — скорость диссипации энергии, равная

$$\varepsilon = \frac{\langle v^2 \rangle^{3/2}}{l}. \quad (33)$$

Здесь l — масштаб турбулентности, а скорость звука $v_{\text{зв}} = (\gamma P/\rho)^{1/2}$. Символ γ , как обычно, обозначает отношение удельных теплоемкостей c_p/c_v . Отметим, что отношение энергии генерируемых звуковых волн к диссипирующей энергии изменяется как M^5 , где $M = v/v_{\text{зв}}$ — число Маха. Полная энергия генерируемых звуковых волн пропорциональна высокой степени турбулентной скорости (возможно, v^6); значение показателя степени остается пока несколько неопределенным.

Теперь мы можем подсчитать полную энергию генерируемых звуковых волн; направленный наружу поток составляет

$$[\pi F]_{\text{зв}} = \frac{1}{2} \int j_1 dz, \quad (34)$$

где интегрирование распространяется на всю водородную конвективную зону. Распределение турбулентных скоростей по высоте представлено на рис. 15. Поскольку кривая распределения имеет довольно резкий максимум, а интенсивность генерации звука пропорциональна высокой степени скорости, почти вся энергия генерируется в слое толщиной около 100 км. Эта энергия переносится акустическими волнами, распространяющимися со скоростью звука. Поток, направленный вверх, составляет

$$[\pi F_{\text{зв}}] = \frac{1}{2} \rho (\Delta v)^2 v_{\text{зв}}, \quad (35)$$

где Δv — амплитуда скорости вещества.

Если не происходит диссипации, то при движении продольных волн вверх поток $[\pi F]_{\text{зв}}$ остается постоянным. Кверху от конвективной зоны очень быстро уменьшается плотность и относительно медленно — скорость звука. Это приводит к быстрому возрастанию амплитуды скорости Δv . В результате волны становятся ударными,

и начинается диссипация энергии. Этот механизм обеспечивает приток энергии в хромосферу и корону.

В действительности положение значительно сложнее, чем в нашем изложении, прежде всего из-за присутствия на Солнце магнитных полей. В несжимаемой жидкости, обладающей высокой электропроводностью и находящейся в магнитном поле B , малые

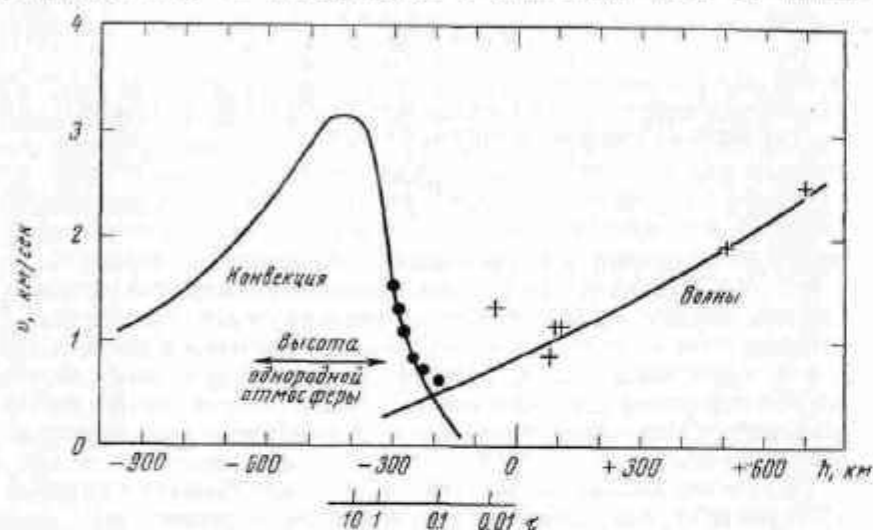


Рис. 15. Средние скорости конвекции и звуковых или альвеновских волн, распространяющихся в фотосфере и хромосфере [1].

возмущения распространяются вдоль направления магнитного поля в виде поперечных альвеновских волн со скоростью

$$V_A = \frac{B}{(4\pi)^{1/2}} \quad (36)$$

В случае сжимаемой жидкости возникают волны трех типов: ускоренная волна, замедленная волна и альвеновская волна. Эти различные типы волн образуются при взаимодействии в магнитном поле продольных звуковых волн, распространяющихся во всех направлениях, с поперечными альвеновскими волнами, которые могут распространяться только в направлении магнитного поля. Результирующая альвеновская волна обладает теми же свойствами, что и первоначальная; две другие являются по существу «гибридными», и их свойства зависят от соотношения скоростей первоначальных альвеновской и звуковой волн, а также угла между направлением их распространения и направлением магнитного поля. Ускоренная волна может распространяться в любом направлении, а замедленная

лишь в относительно небольшом конусе около направления магнитного поля. Расчет производится в принципе тем же методом, который был описан выше для случая генерации звуковых волн.

Однако подобные вычисления связаны с многочисленными трудностями, и мы располагаем лишь предварительными результатами. Опишем кратко результаты одного из недавно выполненных расчетов. Большая часть энергии переносится ускоренной волной, которая в водородной конвективной зоне и в фотосфере является по существу звуковой волной, а на больших высотах приближается по характеру к магнитогидродинамической. Ускоренные волны диссипируют главным образом в нижней хромосфере. Замедленные и альвеновские волны возникают (в конвективной зоне), по-видимому, в не очень большом количестве, и, более того, они сильно поглощаются в фотосфере. Однако ударные волны преломляются и сталкиваются между собой.

Взаимодействие между ударными волнами в хромосфере, по-видимому, приводит к передаче энергии замедленным и альвеновским волнам, которые распространяются вдоль магнитного поля и переносят энергию в корону. Последние два типа волн, вероятно, ответственны также за нагревание верхней хромосферы и переходной области. Количество диссипирующей энергии равно по порядку величины количеству энергии, излучаемой хромосферой и короной, как и должно быть.

Другие фотосферные движения

Водородная конвективная зона может создавать также и другие движения, играющие существенную роль в физике солнечной атмосферы. Во-первых, в ячейках размером ~ 2000 — 3000 км наблюдаются вертикальные движения со скоростями порядка $\sim 0,5$ км/сек и характеристическим временем около 5 мин. Эти движения — колебательные.

Во-вторых, в ячейках размером $\sim 30\,000$ км наблюдаются горизонтальные движения со скоростями порядка 0,5 км/сек и продолжительностью жизни от 10^4 до 10^5 сек. Эти ячейки называются «супергрануляцией». По внешнему виду они аналогичны хромосферной сетке в свете CaII. Движения в супергрануляции могут послужить ключом к объяснению размеров хромосферной сетки, если только она имеет то же происхождение, что и факелы (разд. 6.5), а это кажется вполне вероятным. Факелы, как известно, тесно связаны с присутствием магнитного поля (и обусловленным этим полем усиленным притоком механической энергии). Если движения, связанные с супергрануляцией, выносят на границы ячейки общее магнитное поле Солнца, то можно качественно объяснить существование и размеры хромосферной сетки.

5.2. ХРОМОСФЕРА

Хромосфера — это плохо изученный слой солнечной атмосферы толщиной 10 000—15 000 км, лежащий между фотосферой ($T = 5000^\circ \text{K}$) и короной ($1\,000\,000^\circ \text{K}$). Эта область весьма неоднородна, и в ней вследствие исключительной неоднородности поля излучения, несомненно, отсутствует термодинамическое равновесие (особенно выше 5000 км). В спектре хромосферы помимо линий водорода, гелия и наиболее распространенных металлов наблюдаются в излучении полосы молекулы CN (в нижней хромосфере) и корональная линия FeXI ($\lambda\,7892\text{ \AA}$) (в большей части хромосферы). Этот контраст показывает, насколько быстро изменяются параметры хромосферы. Хромосферу удобно делить на три области:

1. Первые 500 км являются по существу продолжением фотосферы, так как за нулевой уровень ($h = 0$) принимается видимый край солнечного диска.

2. Нижняя хромосфера ($h < 5000\text{ км}$) состоит главным образом из холодного нейтрального водорода ($T_e \approx 5000^\circ \text{K}$).

3. Верхняя хромосфера в основном ионизована, ее температура заключена между 5000°K и температурой короны.

Хромосферу можно наблюдать во время полных солнечных затмений. Когда качество изображения очень хорошее, можно различить тонкую щетинообразную структуру хромосферы, эту структуру сравнивают с горящей прерией (рис. 16). Нижняя хромосфера представляет собой довольно однородный слой, над которым поднимаются яркие потоки, называемые *спикулами*. Эти образования поднимаются над краем диска на высоту порядка 10 000 км; они вспыхивают и исчезают за время от 2 до 5 мин.

Спикулы характерны для спокойного Солнца. Было высказано предположение, что они состоят из вещества, вынесенного вверх из нижней хромосферы замедленными волнами, рассмотренными в разд. 5.1. В пользу этого предположения говорит тот факт, что спикулы вытянуты вдоль солнечных магнитных полей. Таким образом, спикулы могут быть связаны с притоком энергии в хромосферу. Мы не будем повторять или продолжать рассуждения, приведенные в разд. 5.1. Отметим, однако, что в энергетическом балансе верхней хромосферы может играть важную роль энергия, поступающая вследствие теплопроводности из короны.

В следующих разделах этой главы мы обсудим кратко некоторые основные проблемы, связанные с хромосферой.

Данные, получаемые во время затмений, и высота однородной атмосферы

Значительная часть наших сведений о хромосфере получается из наблюдений спектра вспышки (рис. 17) во время полных солнечных

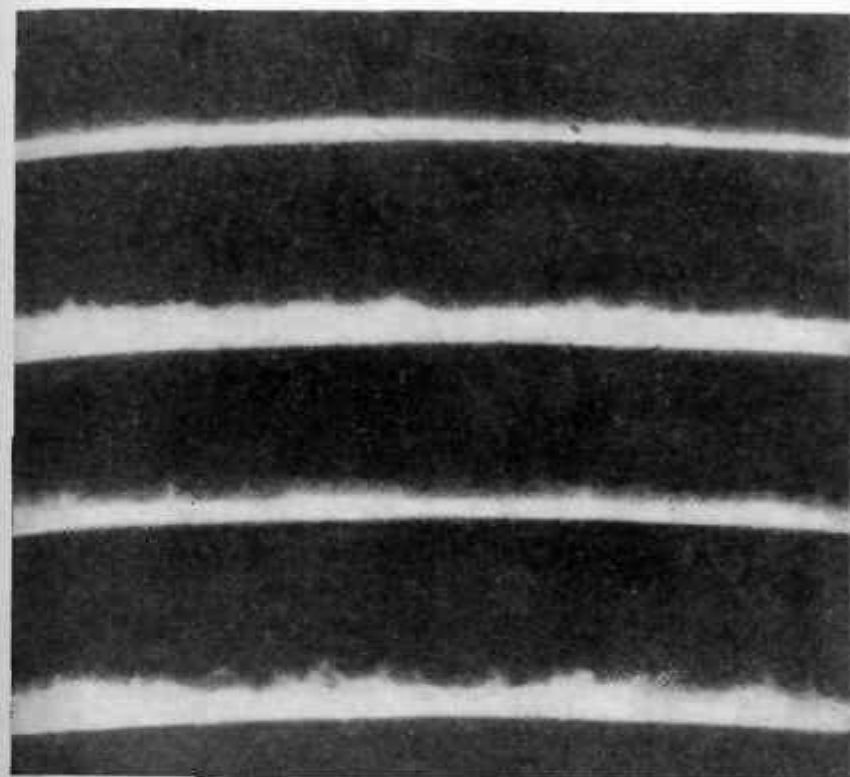


Рис. 16. Хромосфера и спикулы.

ных затмений. Рассмотрим математический аппарат, необходимый при обработке таких наблюдений. Наблюдаемая во время полного солнечного затмения (см. рис. 18) интенсивность хромосферы равняется

$$I_v(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho j_v(x, y) e^{-\tau_v(x, y)} dy, \quad (1)$$

где $\rho j_v(x, y)$ — коэффициент излучения элемента объема (x, y) , а $\tau_v(x, y)$ — оптическая толщина слоя, находящегося между наблюдателем и точкой (x, y) . Отметим, что

$$y = [r^2 - (R + x)^2]^{1/2} \quad (2)$$

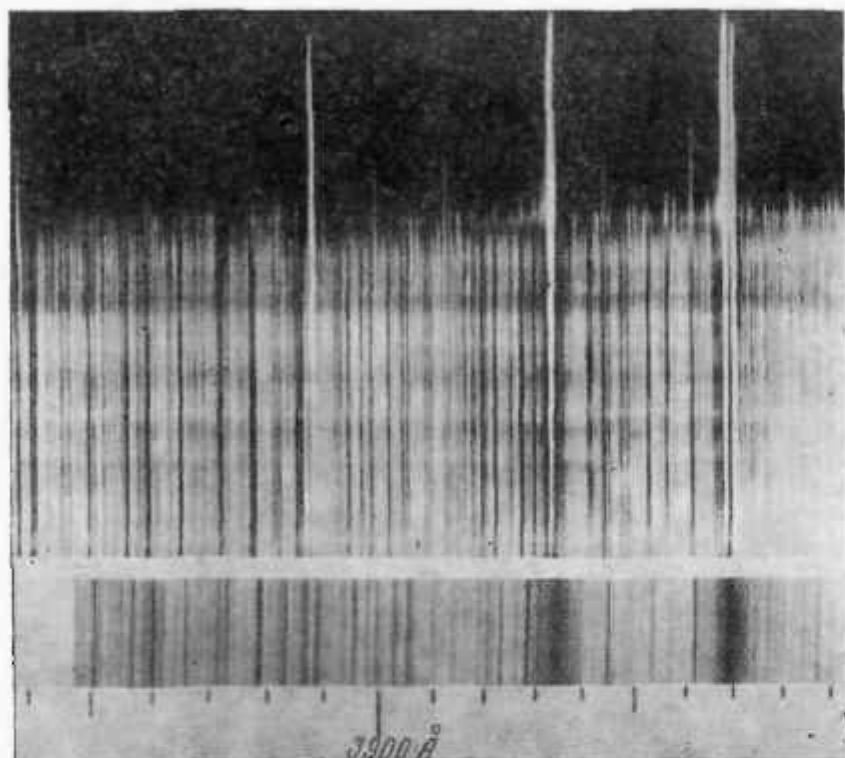


Рис. 17. Спектр хромосферы, или спектр вспышки (вверху) вблизи λ 3900 Å. Внизу для сравнения приведен спектр фотосферы. Отметим, что эти два спектра являются как бы негативом и позитивом.

и

$$dy = \frac{r dr}{[r^2 - (R+x)^2]^{1/2}}. \quad (3)$$

Если пренебречь самопоглощением [экспонента в формуле (1)], то можно выразить интенсивность через x' :

$$I_v(x) = 2 \int_x^\infty \frac{\rho j_v (R+x') dx'}{[(R+x')^2 - (R+x)^2]^{1/2}}. \quad (5a)$$

Далее, $(R+x)^2 = R^2 + 2xR + x^2 \approx R^2 + 2xR$, так как хромосфера — тонкая оболочка, и $x \ll R$. То же самое приближение справед-

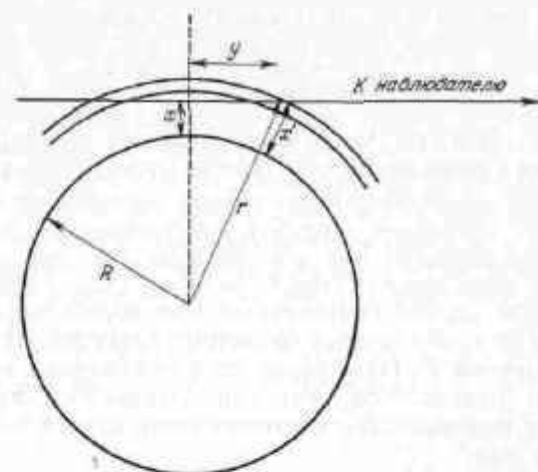


Рис. 18. К вычислению интенсивности излучения хромосферы во время затмения.

ливо для x' , и правую часть (4) можно записать в виде

$$I_v(x) = 2R \int_x^\infty \frac{\rho j_v dx'}{(2x'R - 2xR)^{1/2}} = \quad (5a)$$

$$= (2R)^{1/2} \int_x^\infty \frac{g_v dx'}{(x' - x)^{1/2}}, \quad (5b)$$

где $g_v = \rho j_v$, т. е. g_v — коэффициент излучения, рассчитанный на единицу объема и единицу телесного угла. Последнее уравнение представляет собой интегральное уравнение Абеля, решение которого хорошо известно; для рассматриваемого случая мы имеем

$$g_v(x) = \frac{-1}{\pi (2R)^{1/2}} \frac{d}{dx} \int_x^\infty \frac{I(x') dx'}{(x' - x)^{1/2}}. \quad (6)$$

Зависимость наблюдаемого излучения от высоты обычно представляют в следующем виде:

$$I_v(x) = \sum_i a_i e^{-\beta_i x}, \quad (7)$$

где a_i — постоянные, а β_i — градиент интенсивности для i -го элемента (определение градиента интенсивности дается ниже).

Комбинируя равенства (6) и (7), получаем

$$g_v(x) = \frac{1}{(2\pi R)^{1/2}} \sum_i a_i \rho_i^{1/2} e^{-\beta_i x}. \quad (8)$$

Часто наблюдается не монохроматическое, а *полное* излучение слоев, лежащих выше некоторого уровня, тогда

$$F_v(x) = \int_x^\infty I_v(x) dx. \quad (9)$$

Этой величиной удобно пользоваться при обработке наблюдений, выполненных во время полных солнечных затмений, так как значение x в выражении $F_v(x)$ определяется положением края лунного диска. Часто оказывается, что для адекватного представления данных таких наблюдений достаточно взять один член выражения (7). В этом случае

$$\frac{d \ln I_v(x)}{dx} = \frac{d \ln g_v(x)}{dx} = \frac{d \ln F_v(x)}{dx} = -\beta. \quad (10)$$

Мы называем β градиентом интенсивности; это величина, обратная шкале высот излучения * [см. ниже (23)]. Значения градиента интенсивности для нижней хромосферы выше уровня 1000 км приведены в табл. 9. Отметим, что в нескольких последних уравнениях мы несколько раз дифференцировали исходные данные; это вносит значительную неопределенность в окончательные результаты.

Наиболее замечательный факт, иллюстрируемый данными, приведенными в табл. 9, — это приблизительное равенство значений градиента интенсивности β для различных элементов как большого, так и малого атомного веса, находящихся на разных стадиях ионизации. При вычислении значений, содержащихся в табл. 9, не учитывалось самопоглощение и различия в условиях возбуждения; тем не менее они с полной очевидностью показывают, что в хромосфере нет ни гидростатического, ни диффузионного равновесия. Если бы не было перемешивания и если бы преобладало диффузионное равновесие (разд. 18.2), то градиент интенсивности β равнялся бы приблизительно gm/kT , где g — локальное ускорение силы тяжести, а m — масса атома того элемента, о котором идет речь.

В этом случае градиент интенсивности β для железа был бы примерно в 56 раз больше, чем для водорода. Очевидно, что это не так. Если химические элементы в хромосфере перемешаны, то средний атомный вес равен примерно 1,3 при условии, что вещество состоит из 0,9 водорода и 0,1 гелия (по числу частиц). Тогда, положив

* Шкала высот излучения — это расстояние, на котором интенсивность изменяется в e раз. — Прим. ред.

$T = 5000^\circ \text{K}$, получим

$$\beta \text{ (для смеси)} = 9 \cdot 10^{-8},$$

что в 5—6 раз превосходит наблюдаемое значение. Следовательно, в поддержании хромосферы принимают участие не только тепловые движения. Следует ожидать, что приток механической энергии (о котором говорилось выше) создает в хромосфере турбулентные движения. Как нетрудно видеть из соотношения (35) разд. 5.1, скорости этих движений заключены в пределах 10—20 км/сек. Можно рассуждать так: постулируем, что составляющие турбулентных скоростей по оси x имеют гауссово распределение (как тепловые скорости), тогда

$$\frac{N}{N_0} = \exp \left[-\frac{gx}{(kT/m) + (v_{\text{турб}}^2/2)} \right], \quad (11)$$

где $v_{\text{турб}}$ — турбулентная скорость, N — концентрация частиц

Таблица 9

Градиенты интенсивности в хромосфере *

$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	$\beta, 10^{-8} \text{ см}^{-1}$	
		Высокогорная обсерватория Боулдера	по Визанцину **
4861	H β	1,60	1,20
4101	H δ	1,70	1,32
3835	H γ	1,51	1,37
3750	H12	1,68	1,47
3712	H15	1,73	1,55
3692	H18	1,85	2,04
5876	HeI	1,25	0,88
4713	HeI	1,25	1,96
4472	HeI	1,25	1,11
4026	HeI	1,25	0,75
4227	CaI	2,16	1,33
4064	FeI	2,84	1,28
3860	FeI	1,94	1,36
5018	FeII	2,90	1,32
4584	FeII	3,21	1,23
5184	MgI	2,16	1,64
4976	SrII	1,47	1,60
4572	TiII	2,52	2,60

* Данные взяты из [5] гл. III и из [8].

** В. П. Визанцин, Изв. ГАО АН СССР, № 147, 19 (1951).

на высоте x , а N_0 — концентрация при $x = 0$. Таким образом,

$$\beta = \frac{g}{(kT/m) + (v_{\text{турб}}^2/2)}. \quad (12)$$

Приняв те же значения параметров, что и выше, и $v_{\text{турб}} = 15 \text{ км/сек}$, мы получим $\beta = 2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$, что довольно близко к наблюдаемому значению. Из соотношения (35) разд. 5.1 следует также, что турбулентная скорость $v_{\text{турб}} (= \Delta v)$ должна увеличиваться с высотой в хромосфере. Этот вывод согласуется с данными наблюдений, так как слабые линии, возникающие в нижнем 1000-километровом слое хромосферы, дают турбулентные скорости, не превосходящие 1—2 км/сек.

Это краткое изложение проблемы о поддержании хромосферы примыкает к тем разделам, где идет речь о водородной конвективной зоне и переносе механической энергии.

Плотность

Общий ход концентрации нейтральных частиц в нижней хромосфере может быть найден по наблюдаемым градиентам интенсивности и значению граничной концентрации, взятому из модели фотосферы. Особенно удобно рассматривать линии металлов, так как для них условия возбуждения достаточно постоянны во всей нижней хромосфере. Это означает, что наблюдаемые градиенты интенсивности (10) являются по существу градиентами плотности вещества.

Использование линий металлов имеет то дополнительное преимущество, что для них можно исключить эффекты самопоглощения, если брать линии одного и того же мультиплета (т. е. линии, возникающие с одного и того же верхнего уровня). Этим методом можно найти плотности хромосферы до высот около 4000 км.

Градиент произведения $N_e N_p$ можно определить по высшим членам серии Бальмера. Условия в хромосфере являются промежуточными между локальным термодинамическим равновесием, которое приблизительно осуществляется в фотосфере, и состоянием, характеризующимся сильной дилуцией излучения, которое свойственно газам туманностям.

Общий способ исследования таких задач, традиционно используемый в теории газовых туманностей, заключается в том, что вводятся множители b_n , учитывающие отклонения от термодинамического равновесия. Затем эти множители определяются для рассматриваемых условий с помощью комбинированного уравнения Саха — Больцмана [см. (35) разд. 3.3 и (2) разд. 4.4]

$$N_n = b_n N_p N_e n^2 h^3 (2\pi m_e k T_e)^{-3/2} e^{-\epsilon_n/kT_e} = \quad (13a)$$

$$= b_n N_n \quad (\text{для термодинамического равновесия}). \quad (13б)$$

Здесь использованы обычные обозначения; напомним, что ϵ_n — потенциал ионизации с n -го энергетического уровня. Для высших членов серии Бальмера величина ϵ_n/kT_e невелика, и потому экспонента нечувствительна к изменениям температуры. Таким образом, $b_n \approx 1$ для больших n .

Следовательно, разумное предположение о распределении температуры и данные наблюдений высших членов бальмеровской серии дают возможность получить градиент величины $N_e N_p$. Абсолютные значения устанавливаются путем привязки к значению $N_e N_p$ для $h = 0$ из модели фотосферы. Отметим, что ниже уровня 500 км $N_e \neq N_p$, потому что электроны поставляются металлами (как в фотосфере); выше 500 км электроны поставляются водородом и $N_e = N_p$. Подчеркнем также, что вся модель основана на наблюдаемых градиентах, а абсолютные значения концентраций определяются по значению для $h = 0$ из фотосферной модели.

Абсолютные значения концентраций можно проверить двумя способами. Рекомбинации (число которых пропорционально $N_e N_p$) на уровень $n = 2$ сопровождаются излучением фотонов с $\lambda < 3646 \text{ Å}$ (эта область спектра называется бальмеровским континуумом). Поэтому для вычисления $N_e N_p$ можно воспользоваться данными наблюдений бальмеровского континуума. Далее, расширение линий серии Бальмера можно считать следствием межмолекулярного эффекта Штарка; поэтому измерение ширины бальмеровских линий и других линий водорода позволяет судить о концентрации электронов и ионов. Результаты применения этих двух методов согласуются, грубо говоря, с данными, полученными по наблюдаемым градиентам интенсивности и по концентрации частиц в фотосфере.

Мы очень мало знаем о плотности верхней хромосферы в области между 1,007 и 1,03 $R_\odot$. Водород здесь полностью ионизован, и так как температура быстро возрастает до величины порядка 10^6 K у 1,03 $R_\odot$ (нижняя граница короны), следует ожидать, что градиент плотности очень мал. Некоторые сведения, полезные для построения моделей, можно получить из радионаблюдений; последние описаны ниже в разд. 5.3.

Температура и тонкая структура

Наблюдаемые концентрации нейтрального водорода (которые мы считаем пропорциональными полным концентрациям) указывают на то, что обусловленное фотонизацией поглощение в лаймановском континууме $\lambda < 912 \text{ Å}$ (аналогичном бальмеровскому континууму) надежно защищает нижнюю хромосферу от высокотемпературного излучения верхней хромосферы и короны. Следовательно, отно-

шение $N_u/N_v N_p$, по-видимому, определяется локальной температурой, и мы можем вычислять температуру как функцию высоты по уравнению Саха (35) разд. 3.3. Таким способом мы находим, что температура равна 4600°K на уровне $h = 0$ и медленно увеличивается до значения порядка 6000°K на уровне $h = 4000 \text{ км}$. В верхней хромосфере температура круто возрастает до корональных значений.

Такой ход температуры в нижней хромосфере подтверждается несколькими фактами, например данными о возбуждении и ионизации металлов и распределением интенсивности в бальмеровском континууме. Однако некоторые факты свидетельствуют о том, что в описанную выше модель вкраплены горячие элементы; нашу модель мы будем теперь называть моделью холодных элементов. Мы вынуждены допустить существование горячих элементов в нижней хромосфере, чтобы объяснить наблюдаемое в спектре хромосферы излучение ионизованного гелия (например, $\lambda 4686 \text{ He II}$) и данные радионаблюдений в миллиметровом диапазоне. Радионаблюдения дают возможность найти функцию $A(h)$, которая определяет долю площади, занятой горячими элементами.

Можно ожидать, что горячие и холодные элементы должны быть видны на снимках Солнца, полученных в строго монохроматическом свете; такие снимки называются спектрогелиограммами. Можно получить спектрогелиограммы, относящиеся к разным высотам в хромосфере; это достигается изменением длины волны, в которой производится фотографирование, например, перемещением от центра сильной линии, такой, как $\text{H}\alpha$ или K Ca II , к ее крылу. Очевидно, что спектрогелиограммы, снятые в свете центра линии, относятся к более высоким слоям Солнца, чем снятые в свете крыла линии.

Спектрогелиограммы указывают на существование темных и светлых узелков, или хромосферной грануляции (рис. 19 и 20). Мелкие узелки имеют характерный размер $\sim 10^3 \text{ км}$. Они объединяются в образуют крупные узелки с диаметрами примерно $5 \cdot 10^3 \text{ км}$. Крупные узелки располагаются в виде сетки (хромосферная сетка) с характерным размером (размером ячеек) от 30 000 до 50 000 км. Возникновение хромосферной сетки можно объяснить на основе теории факелов и крупномасштабных движений в фотосфере; см. конец разд. 5.1.

Горячие элементы в нижней хромосфере отождествляются с яркими узелками на спектрогелиограммах в свете линии K Ca II и с мелкими темными узелками на спектрогелиограммах в свете $\text{H}\alpha$. Мы не будем входить в подробности, но изучение узелков показывает, что горячие элементы существуют только на высотах от 1000 до 2000 км. В этих слоях $A(h)$ имеет значение ~ 0.15 , а выше уменьшается. Интересны также сведения о доле площади, занимаемой в верхней хромосфере спиклами. Если считать, что A равняется

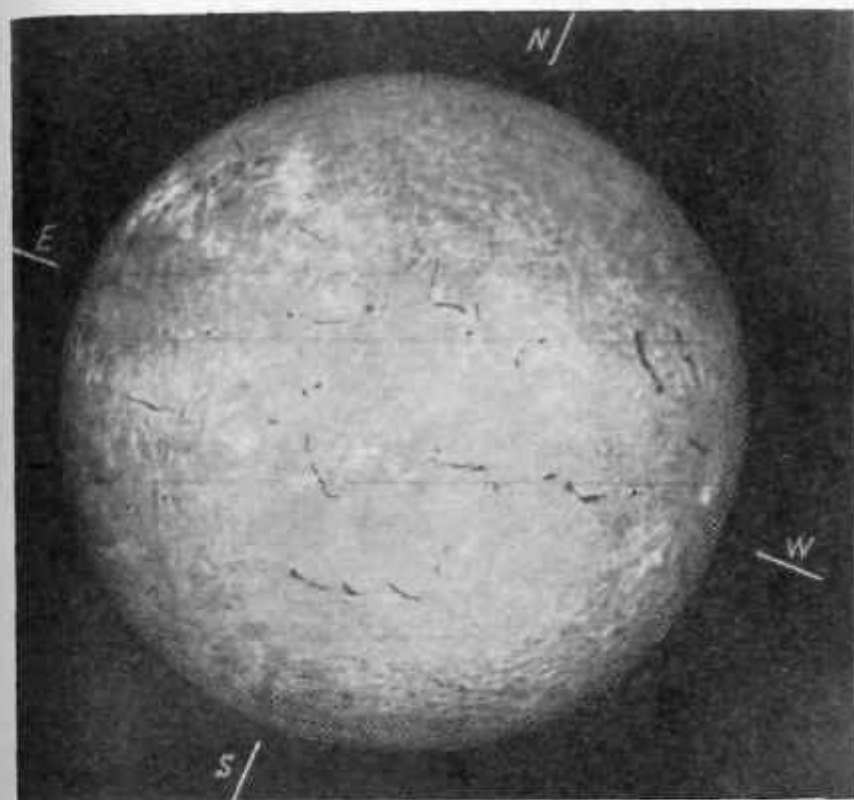
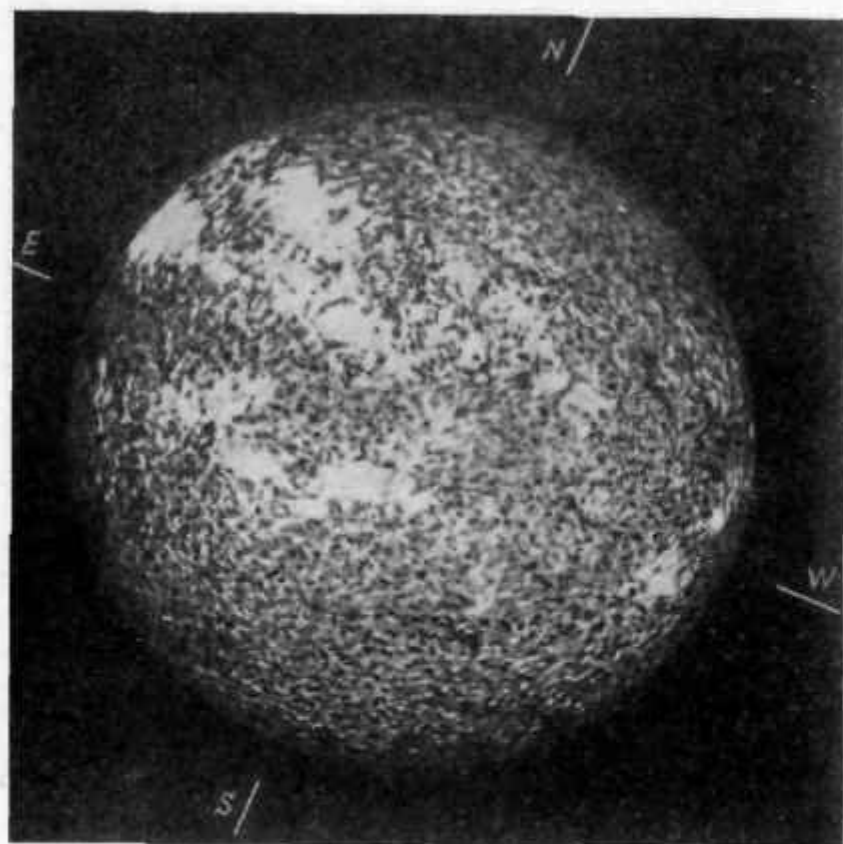


Рис. 19. Спектрогелиограмма в свете $\text{H}\alpha$, показывающая тонкую структуру хромосферы. Снимок получен на Медонской обсерватории.

относительной площади горячих элементов для $h < 5000 \text{ км}$ и относительной площади спиклов для $h > 5000 \text{ км}$, то $A(h)$ представится, по-видимому, непрерывной кривой. Таким образом, можно предположить, что существует тесная связь между горячими элементами в нижней хромосфере и спиклами в верхней хромосфере.

Двухкомпонентная модель служит основой для интерпретации многих явлений и представляет собой логическое продолжение неоднородной модели фотосферы. Она согласуется также с некоторыми соображениями о переносе механической энергии. Эти соображения весьма предварительны, и мы не будем включать их в нашу модель.



Р и с. 20. Спектрогелиограмма в свете K_2 (центральное эмиссионное ядро линии $H\alpha$), ясно показывающая узелки и хромосферную сетку. Снимок получен на Меданской обсерватории.

Переходная область

Самый верхний слой верхней хромосферы и самый нижний слой нижней короны получил отдельное наименование — он называется переходной областью. Эта область, где происходят наиболее резкие изменения физических условий, имеет существенное значение, так как в ней возникают многие важные ультрафиолетовые линии солнечного спектра, регистрируемые с ракет (например, линия $L\alpha$ λ 1215 Å водорода).

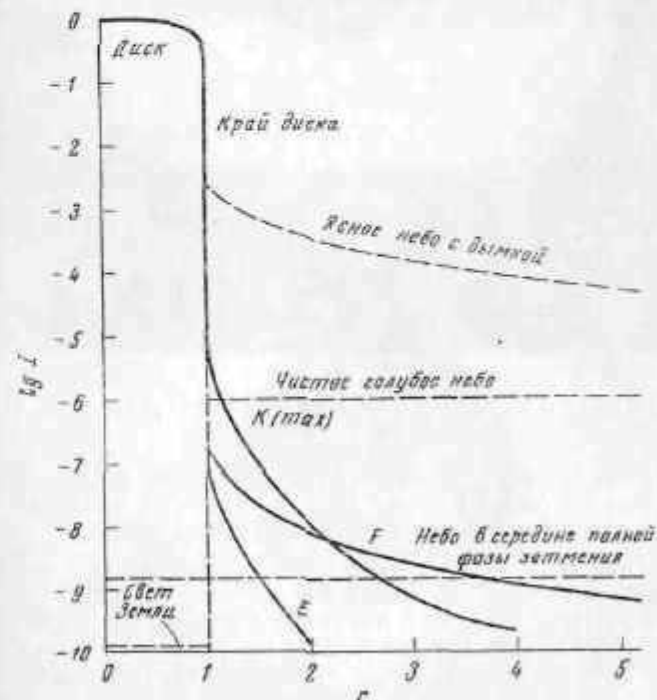
5.3. СОЛНЕЧНАЯ КОРОНА

Часть солнечной атмосферы, расположенная выше $1,03 R_{\odot}$, называется солнечной короной. Корону довольно произвольно разделяют на внутреннюю корону ($1,03 \leq r/R_{\odot} \leq 1,3$), среднюю корону ($1,3 \leq r/R_{\odot} \leq 2,5$) и внешнюю корону ($r > 2,5 R_{\odot}$). На расстоянии многих солнечных радиусов от Солнца внешняя корона называется межпланетной средой (о которой идет речь в гл. 8). Излучение короны подразделяют на три составляющие:

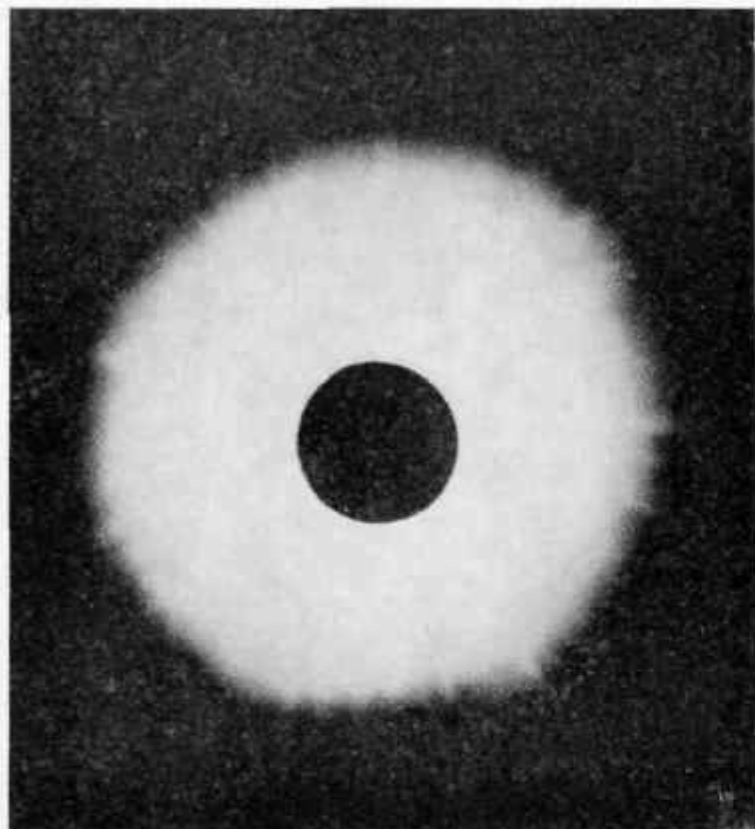
1. Корона К — непрерывное излучение, возникающее вследствие рассеяния солнечного света на свободных электронах.

2. Корона F, или внутренний зодиакальный свет, — излучение Солнца, испытавшее дифракцию на межпланетных пылинках. Это излучение не связано с собственно короной, и мы не будем рассматривать его в этой главе.

3. Корона E, или эмиссионная корона, — излучение в эмиссионных линиях спектра короны.



Р и с. 21. Относительная интенсивность различных составляющих излучения короны: К — непрерывное излучение, обусловленное рассеянием на свободных электронах; F — внутренний зодиакальный свет; E — излучение в эмиссионных линиях [6].

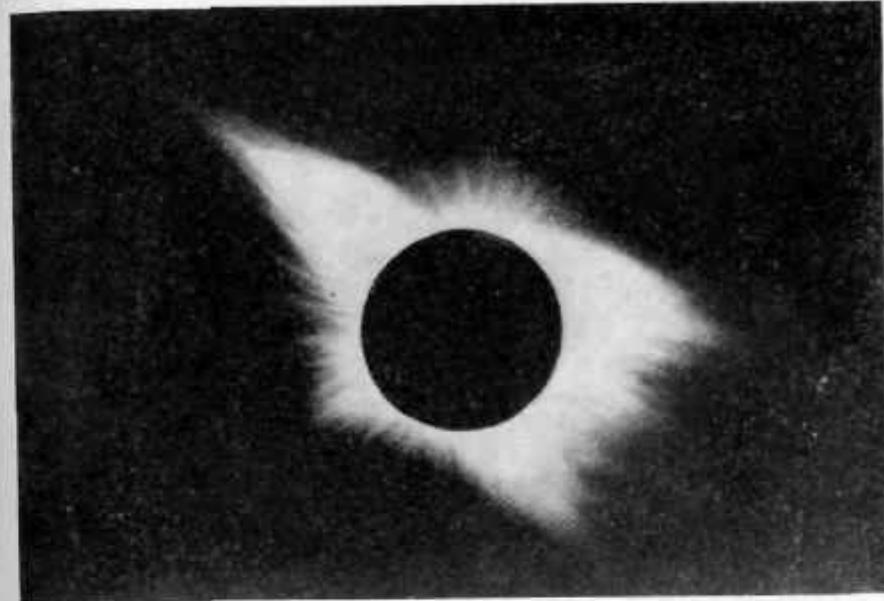


Р и с. 22. Корона в эпоху максимума солнечной активности. Снимок получен Бисбруком [10].

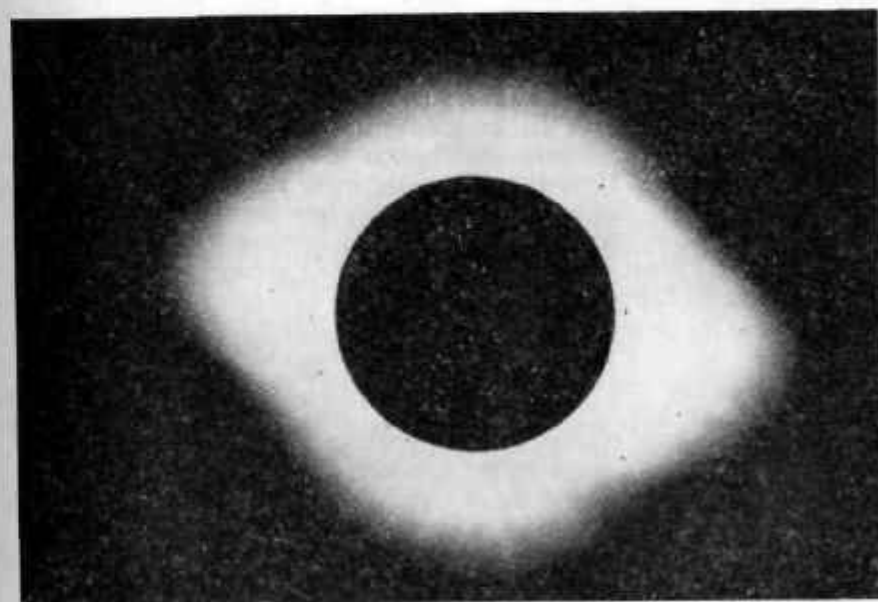
Изменение яркости различных составляющих короны с высотой представлено на рис. 21. Корону можно изучать как при помощи радиотелескопов, так и оптическими инструментами. В настоящее время считается установленным, что корона состоит из высокоионизованного газа с температурой порядка 10^6 К. Плотность коронального газа известна довольно хорошо, но остается много вопросов, относительно которых еще не удалось достичь полного согласия, например о роли тонкой структуры короны.

Структура короны

Снимки солнечной короны получаются во время полных солнечных затмений; они показывают, что корона имеет довольно сложную



Р и с. 23. Корона в промежуточной фазе цикла солнечной активности. Снимок получен Бисбруком [10].



Р и с. 24. Корона в эпоху минимума солнечной активности. Снимок получен Валленквистом [11].

структуру (рис. 22—24). Для обозначения крупных протяженных образований в короне употребляется слово «поток». Потоки классифицируются следующим образом:

1. Опахала — это крупные потоки протяженностью $\sim 1R_{\odot}$ или больше; они определяют общую форму короны в данный момент. Опахало обычно бывает связано со спокойным протуберанцем. У основания опакала находится система дуг, окружающих протуберанец; выше оно состоит из лучей.

2. Лучи — это узкие потоки; помимо лучей, составляющих опакала, существуют лучи, располагающиеся над невозмущенными областями (например, полярные лучи), и лучи над флоккулами (о флоккулах см. разд. 6.5). Лучи над флоккулами прямые, а лучи над полярными областями изогнуты, их форма наводит на мысль о дипольном магнитном поле. Важно отметить, что градиент плотности в опакалах и лучах такой же, как и в окружающей короне, хотя сама плотность в опакалах и лучах, по-видимому, в 5—10 раз выше, чем между ними.

Существование и форму полярных лучей можно объяснить присутствием магнитного поля. Магнитное поле эффективно препятствует диффузии коронального вещества в направлении, перпендикулярном магнитным силовым линиям. Вдоль магнитных силовых линий атмосфера может находиться в гидростатическом равновесии. Градиент давления уравнивается градиентом гравитационного потенциала, причем, поскольку частица не подвержена действию магнитного поля вдоль силовой линии, в выражении для потенциала нет магнитного члена. Следовательно, пока мы движемся по разреженному направлению (т. е. вдоль магнитной силовой линии), корона имеет возможность находиться в состоянии гидростатического равновесия. Поэтому полярные лучи можно рассматривать как флуктуации плотности в атмосфере, находящейся в состоянии гидростатического равновесия вдоль магнитных силовых линий. Если картина именно такова, то градиенты плотности внутри и вне лучей должны быть одинаковыми.

Кроме дуг, упомянутых выше в связи с опакалами и протуберанцами, наблюдаются меньшие системы дуг, имеющие, вероятно, ту же природу, но не связанные с опакалами. Существует также множество других деталей структуры. При наблюдении в свете линий излучения короны обнаруживаются излучающие области (продолжительность жизни порядка нескольких дней) и корональные конденсации (продолжительность жизни порядка 10 час). Эти образования связаны с солнечной активностью (гл. 6).

Крупномасштабные изменения в структуре солнечной короны можно видеть при сравнении рис. 22 и 23. Эти изменения связаны с циклом солнечной активности (гл. 6). В максимуме активности корона обладает почти полной сферической симметрией, а в мини-

муме она сжата вдоль полярной оси. Это обстоятельство можно выразить количественно. Определим сжатие e короны следующим образом:

$$e = \frac{d_1}{d_2} - 1, \quad (1)$$

где d_1 — среднее трех диаметров: экваториального и двух других, образующих с ним угол $22^\circ.5$, а d_2 — аналогичная величина для полярного диаметра. На основании ряда определений величин e .

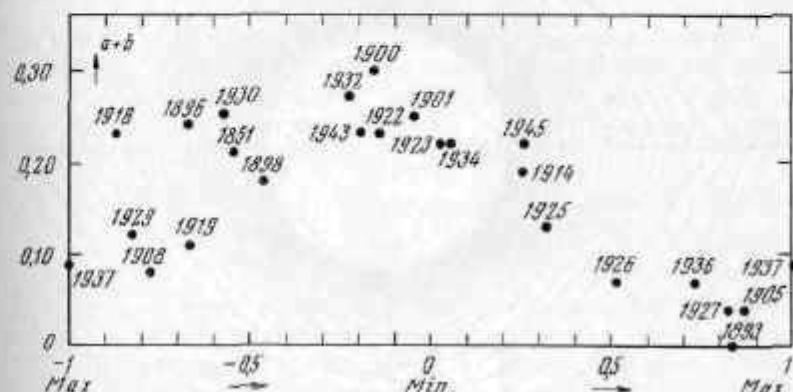


Рис. 25. Сжатие изофот солнечной короны как функция фазы цикла солнечной активности. Сжатие получено для расстояния $2R_{\odot}$ от центра диска [сумма $a + b$ в формуле (2)] [6].

выполненных для разных изофот, вычисляются постоянные a и b , входящие в формулу

$$e = a + b(r_{\text{полн}} - 1), \quad (2)$$

где $r_{\text{полн}}$ — экваториальный радиус, выраженный в радиусах Солнца. Сжатие e начинает уменьшаться на расстояниях, превосходящих $2R_{\odot}$, но это, по-видимому, объясняется влиянием F-составляющей короны. На расстоянии $2R_{\odot}$ величина $a + b$ приблизительно равна сжатию истинной короны. График зависимости суммы $a + b$ от фазы цикла солнечной активности приведен на рис. 25. Видно, что изменение формы короны в течение цикла тесно связано с явлениями солнечной активности. В минимуме, когда активность мала, корона стянута к экватору. В максимуме, когда активность велика, корона приблизительно сферична.

Плотность короны

Плотность коронального вещества выводится из изофот яркости (см., например, рис. 26). Допустим на минуту, что корона сферична

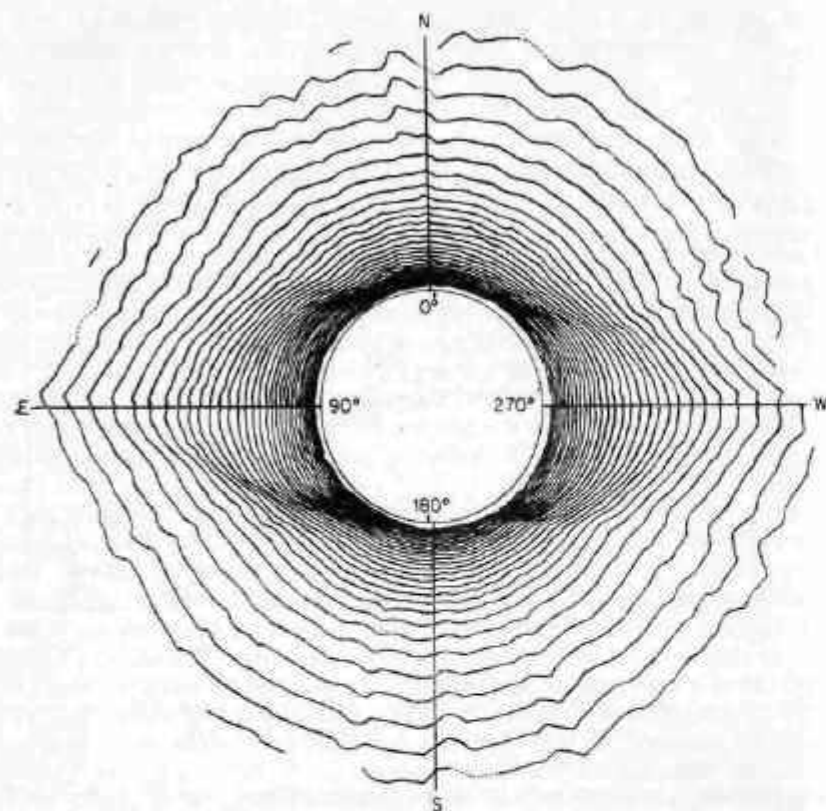


Рис. 26. Изофоты солнечной короны в эпоху минимума цикла солнечной активности. Изофоты относятся к фотовизуальной области. Промежутки между изофотами 0,2 звездной величины. Ось Солнца отмечена маленькими стрелками [11].

и что мы отделили составляющую К от составляющей F. Допустим также, что излучение единицы объема (1 см^3) можно представить в виде степенного ряда

$$g(r) = \sum_n a_n r^{-(n+1)}, \quad (3)$$

где r измеряется в единицах солнечного радиуса. Каждый член этого разложения добавляет некоторую долю яркости, получаемую интегрированием вдоль луча зрения (см. рис. 18), и

$$4\pi I_n = 2a_n R_\odot \int_0^\infty \frac{dy}{r^{(n+1)}} = \quad (4a)$$

$$= 2a_n R_\odot \int_0^\infty \frac{dy}{[(x+R_\odot)^2 + y^2]^{(n+1)/2}} = \quad (4b)$$

$$= \frac{2a_n R_\odot}{(x+R_\odot)^n} \int_0^{\pi/2} \cos^{n-1} \varphi d\varphi. \quad (4b)$$

Следовательно,

$$4\pi I = \sum b_n (x+R_\odot)^{-n}, \quad (5)$$

где связь между коэффициентами a_n и b_n можно найти из уравнения (4b). Корона К создается томсоновским рассеянием солнечных фотонов на свободных электронах короны. Поэтому функция источника, рассчитанная на единицу объема, равняется (в предположении изотропного рассеяния)

$$g(r) = \sigma N_e(r) \int \frac{I d\omega}{4\pi} = \quad (6a)$$

$$= \sigma N_e(r) J(r). \quad (6b)$$

Здесь σ — сечение томсоновского рассеяния ($\sigma = 6.6 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$), а $J(r)$ — средняя интенсивность на расстоянии r . Чтобы найти $J(r)$, надо проинтегрировать по диску Солнца, учитывая потемнение к краю. Напомним, что распределение яркости по диску можно записать в виде

$$I(\theta) = I_0 (1 - u + u \cos \theta), \quad (7)$$

где $u \approx 0.8$ для длины волны $4300 \text{ \AA}$. Таким образом,

$$J(r) = \frac{I_0}{4\pi} \int_{\text{по диску}} (1 - u + u \cos \theta) d\omega. \quad (8)$$

Выполнив это интегрирование, получим довольно сложную формулу, которая для $r > 1.2$ имеет вид

$$J(r) = \frac{I_0}{2} \left[(1-u) \left(\frac{1}{2r^2} + \frac{1}{8r^4} + \dots \right) + u \left(\frac{1}{3r^2} + \frac{1}{15r^4} + \dots \right) \right]. \quad (9)$$

Для $u = 0.8$ имеем с достаточной точностью

$$\frac{J(r)}{I_0} = \frac{0.183}{r^2} + \frac{0.039}{r^4}. \quad (10)$$

Комбинируя соотношения (10) и (6b), получаем

$$N_e = \frac{1.52 \cdot 10^{19} g(r)}{1.83/r^2 + 0.39/r^4}, \quad (11)$$

где в качестве единицы яркости берется 10^{-6} яркости центра солнеч-

ного диска. Следовательно, мы можем найти функцию $g(r)$ из (3), (4а) и (5), а затем вычислить электронную концентрацию по (11). Иногда в выражение для $g(r)$ включают множитель $R_{\odot}$ (в см); в этом случае числовой коэффициент в выражении (11) принимает значение $2,18 \cdot 10^8$ вместо $1,52 \cdot 10^{10}$.

Уточнить изложенную теорию, т. е. учесть несферичность короны и неизотропность рассеяния в принципе нетрудно, но очень сложно на практике. Можно также получить некоторые данные по наблю-

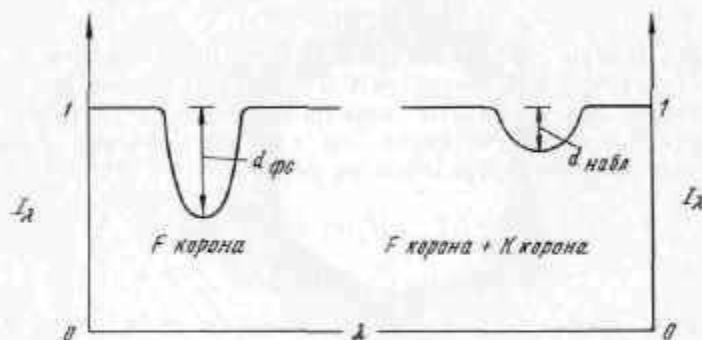


Рис. 27. Схема, показывающая различие между центральной депрессией Fraunhofer-линий в спектре фотосферы (такая же центральная депрессия, как и в короне F) и в наблюдаемом спектре короны.

даемой поляризации коронального излучения. Сведения о зависимости электронной концентрации коронального вещества от гелиографической широты можно резюмировать следующим образом: у полюсов электронная концентрация составляет примерно половину экваториальной, она проходит через минимум (равный $1/4$ экваториальной концентрации) на широте 70° . Это правило строго выполняется в эпоху минимума солнечной активности на расстоянии $r = 1,15 R_{\odot}$. Минимум электронной концентрации отражен на изофотах короны (например, на рис. 26) в виде «разрыва» на широте $60-70^\circ$.

Как было отмечено выше, необходимо различать составляющие K и F короны. Один из способов разделения основан на том, что в короне F Fraunhofer-линии имеют нормальную интенсивность, а в короне K они почти совсем замыты. Если наблюдаются обе составляющие короны одновременно, то центральные депрессии Fraunhofer-линий должны быть меньше, чем в спектре фотосферы (рис. 27). В этом случае можно разделить составляющие K и F при помощи простой формулы

$$\frac{I_K}{I_F} = \frac{d_{\text{фс}}}{d_{\text{набл}}} - 1. \quad (12)$$

Что касается больших расстояний от Солнца, то обычно полагают, что корона F там неполяризована и потому для разделения составляющих используют поляризационные измерения. Этот способ ненадежен, так как корона F на больших расстояниях, т. е. зодиакальный свет, по-видимому, имеет поляризованную компоненту излучения, обусловленную отражением от пылевых частиц. Однако между результатами, полученными этими двумя методами, нет серьезных разногласий, по крайней мере до расстояний около $5R_{\odot}$. Некоторые данные об электронной концентрации в короне приведены в табл. 7.

Линии излучения

Длины волн линий излучения в спектре короны не совпадают с длинами волн Fraunhofer-линий. Происхождение корональных линий оставалось в течение некоторого времени неясным, и их приписывали гипотетическому элементу «коронию». После того как была заполнена периодическая таблица элементов, от этой мысли отказались. Разгадка была найдена Гротрианом и Эдленом, которые показали, что линии излучения короны принадлежат высокоионизованным атомам.

Интенсивности, длины волн и отождествления некоторых сильных корональных линий приведены в табл. 10. Все линии, содер-

Таблица 10

Линии излучения спектра короны

Длина волны, Å	Интенсивность	Элемент
5116,03	8	Ni XIII
5302,86	198	Fe XIV (зеленая линия)
5694,42	3	Ca XV (желтая линия)
6374,51	40	Fe X (красная линия)
6701,83	9	Ni XV
7059,62	5	Fe XV
7891,94	30	Fe XI
10764,80	130	Fe XIII
10797,95	81	Fe XIII

жащиеся в таблице, — запрещенные; они возникают из энергетических состояний (называемых метастабильными), продолжительность жизни которых примерно в 10^6 раз больше, чем у обычных состоя-

ний. Для появления запрещенных линий необходима очень разреженная среда; это условие выполняется в короне.

Если считать, что температура короны имеет значение порядка 10^6 °К, то существование атомов в столь высоких состояниях ионизации объясняется следующим образом. Допустим, что в короне преобладают стационарные условия, т. е. в каждом элементарном объеме скорость образования ионов, скажем в состоянии p , равна скорости убывания ионов из состояния p . Ионизация может происходить вследствие неупругих соударений с электронами или вследствие поглощения излучения. Для условий, имеющих место в короне, преобладает ионизация соударениями. Из рекомбинаций осуществляются: обычная рекомбинация, сопровождаемая излучением, и рекомбинация при тройных соударениях. Различие между ними заключается в способе удаления избыточной энергии рекомбинирующего электрона. Обычно ее уносит фотон соответствующей энергии, но если рекомбинация происходит при тройном соударении, то избыток энергии переходит к третьему телу.

В короне преобладает фоторекомбинация. Следовательно, в условии равновесия для данной стадии ионизации должны войти все возможные пути ионизации соударениями и все фоторекомбинации, приводящие частицы в рассматриваемое состояние или уводящие из него:

$$N_e N_p [S(p \rightarrow p+1) + \alpha(p \rightarrow p-1)] = [N_{p-1} S(p-1 \rightarrow p) + N_{p+1} \alpha(p+1 \rightarrow p)] N_e. \quad (13)$$

где N_e — электронная концентрация, N_p — концентрация ионов, находящихся в p -й стадии ионизации, $S(i \rightarrow j)$ — коэффициент ионизации соударениями для i -й стадии ионизации, $\alpha(i \rightarrow j)$ — коэффициент рекомбинации на стадию j . Если стадия p соответствует полной ионизации данного атома, то уравнение (13) приобретает вид

$$N_p \alpha(p \rightarrow p-1) = N_{p-1} S(p-1 \rightarrow p). \quad (14)$$

Заменив в уравнении (13) p на $p-1$ и скомбинировав полученное уравнение с уравнением (14), мы получим новое уравнение, имеющее ту же форму, что и (14). Следовательно, если в единице объема имеется $N(1-x)$ ионов в p -й стадии ионизации, а остальные Nx ионов находятся в $(p+1)$ -й стадии, то

$$\frac{x}{1-x} = \frac{S(p \rightarrow p+1)}{\alpha(p+1 \rightarrow p)} \quad (15a)$$

или

$$x = \frac{S(p \rightarrow p+1)}{S(p \rightarrow p+1) + \alpha(p+1 \rightarrow p)}. \quad (15b)$$

Отметим, что степень ионизации не зависит от электронной концентрации. Этого следовало ожидать, ибо как ионизация соударениями, так и рекомбинация пропорциональны N_e , поэтому в условии равновесия множитель N_e сокращается.

Коэффициенты ионизации и рекомбинации, входящие в предыдущие уравнения, соответственно равны (приближенно)

$$S(p \rightarrow p+1) = 3 \cdot 10^{-8} T^{1/2} \chi_i^2 e^{-\frac{11.600 \chi_i}{T}}, \quad (16)$$

$$\alpha(p+1 \rightarrow p) = 1.5 \cdot 10^{-14} Z^2 T^{-1/2}, \quad (17)$$

где Z — заряд иона, находящегося в $(p+1)$ -й стадии ионизации, а χ_i — потенциал ионизации p -го состояния в эВ. Степень ионизации зависит, таким образом, только от атомных параметров и температуры. При температуре порядка 10^6 °К должны, как показывают вычисления, существовать высокоионизованные атомы, дающие наблюдаемые корональные линии (табл. 10). Установлено также, что в короне могут присутствовать одновременно атомы одного и того же элемента, находящиеся на различных стадиях ионизации.

Отношения интенсивностей корональных линий могут быть использованы для изучения изменений температуры внутри короны. Сравнивая зеленую и красную корональные линии, мы можем оценить отношение

$$\frac{N(\text{FeXIV})}{N(\text{FeX})} = \frac{N_{\text{XIV}}}{N_{\text{XIII}}} \frac{N_{\text{XIII}}}{N_{\text{XII}}} \frac{N_{\text{XII}}}{N_{\text{XI}}} \frac{N_{\text{XI}}}{N_{\text{X}}} \quad (18)$$

(обозначения очевидны). Каждый множитель быстро возрастает с увеличением температуры и потому отношение интенсивностей (зеленая линия) / (красная линия) очень чувствительно к изменениям температуры. Изменение температуры на 10% изменит отношение интенсивностей (зеленая линия) / (красная линия) в 10 раз. Так как наблюдаемые вариации обычно меньше, мы приходим к заключению, что корона приблизительно изотермична в той ее части, где возникают красная и зеленая линии.

Использование отношения интенсивностей красной и зеленой линий для оценки температуры не дает особенно точных результатов из-за неточности эффективных сечений, тем не менее оно достаточно определенно указывает на температуру около $1.0 \cdot 10^6$ °К. Запрещенные линии возбуждаются электронным ударом (возбуждение пропорционально N_e^2) во внутренней короне и излучением (возбуждение пропорционально N_e/r^2) во внешней короне. Действие этих двух механизмов сравнимо в области от 1,5 до 2,0 $R_\odot$. Этого следовало ожидать в соответствии с функциональными зависимостями, упомянутыми выше, и большим значением градиента плотности.

В заключение упомянем, что в короне выполняется условие возникновения запрещенных линий — продолжительность жизни возбужденного уровня до излучения (определяемая эйнштейновским коэффициентом A) меньше промежутка времени между соударениями, при которых энергия возбуждения атома передается столкнувшейся с ним частице. Это условие удовлетворяется потому, что электронная концентрация относительно мала, а коэффициенты Эйнштейна относительно велики, поскольку они относятся к запрещенным переходам.

Температура

Хорошо известно, что температура короны имеет порядок 10^6 К; это установлено по состоянию ионизации атомов, которое требуется для того, чтобы могли возникнуть линии излучения короны. Мы покажем, что этот результат подтверждается несколькими способами.

Допустим, что корона изотермична и находится в состоянии гидростатического равновесия, тогда распределение плотности в ней должно подчиняться барометрической формуле

$$\frac{N_e}{N_{e0}} = \exp \left[+ \frac{GM\mu m_H}{R_0 kT} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) \right], \quad (19)$$

где N_{e0} — электронная концентрация на начальном уровне r_0 ; r — расстояние от центра Солнца, выраженное в солнечных радиусах R_0 ; G — постоянная всемирного тяготения; k — постоянная Больцмана, T — температура, M — масса Солнца, m_H — масса атома водорода, μ — средний молекулярный вес.

При этих предположениях график зависимости $\lg N_e$ от $1/r$ представляется прямой линией, угол наклона которой зависит от температуры. Логарифмируя и дифференцируя равенство (19), получаем

$$\frac{d(\lg N_e)}{d(1/r)} = \frac{GM\mu m_H}{2,3026 R_0 k} \frac{\mu}{T} \quad (20)$$

или

$$T = \frac{1,004 \cdot 10^7 \mu}{d \lg N_e / d(1/r)}. \quad (21)$$

На рис. 28 приведен график зависимости $\lg N_e$ от $1/r$ для экватора в эпоху минимума солнечной активности. Прямая линия хорошо представляет данные до расстояния $3R_0$, конечно, в предположении, что корона изотермична вплоть до таких расстояний. Температура, найденная по этому графику с помощью выражения (21), равняется $1,5 \cdot 10^6$ К; для среднего молекулярного веса берется

при этом значение 0,608, соответствующее смеси: один атом гелия на 10 атомов водорода. Аналогичные расчеты, выполненные по монохроматическим градиентам интенсивности, дают очень близкий результат. В полярных областях температура, по-видимому, несколько ниже ($T \approx 1,2 \cdot 10^6$ К).

Ширина запрещенных линий в спектре короны — это еще один путь определения температуры. Если профиль линии расширен

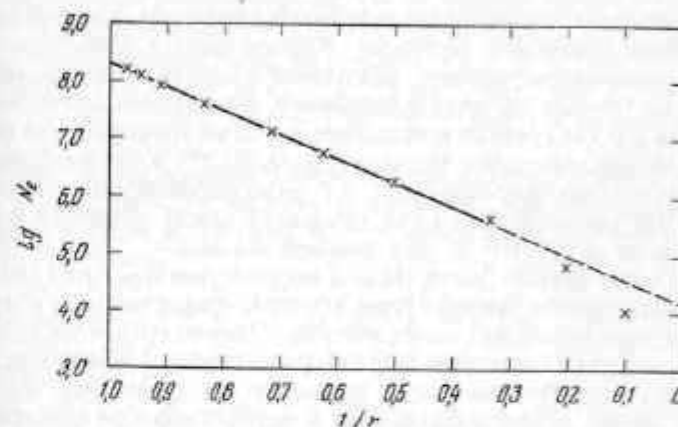


Рис. 28. Зависимость логарифма экваториальной электронной концентрации N_e от $1/r$ для эпохи минимума солнечной активности [7].

только тепловым эффектом Доплера, то его можно представить выражением

$$I = I_0 e^{-(\lambda - \lambda_0)^2 / (\delta \lambda_0)^2}, \quad (22)$$

где

$$\delta \lambda_0 = \frac{\lambda}{c} \left(\frac{2kT}{\mu m_H} \right)^{1/2}. \quad (23)$$

Обозначим через h ширину линии, измеренную между точками, где интенсивность составляет половину центральной; тогда $h = 1,678 \lambda_0$, что дает после подстановки в (23):

$$T = \frac{h^2}{\lambda^2} \mu \cdot 1,95 \cdot 10^{12}, \quad (24)$$

где μ — атомный вес элемента, которому принадлежит данная линия. Типичный результат (после поправки за инструментальные эффекты) дает красная корональная линия (FeX , $\mu = 55,85$, $\lambda = 6375$ Å). Для нее $h = 0,89$ Å, что соответствует температуре $2,1 \cdot 10^6$ К.

Мы можем исходить также из того, что в спектре короны К не видны фраунгоферовы линии, за исключением, быть может, линий Н и К. Грубую оценку ожидаемой ширины фраунгоферовых линий можно получить по (24), если подставить $T = 10^6$ °К и атомный вес электрона 1/1836. Мы найдем $h \approx 120$ Å, что объясняет отсутствие фраунгоферовых линий в короне К. Этот метод не особенно чувствителен и практически дает лишь возможность установить, что $T > 10^6$ °К.

Тем не менее полученный результат совместим с теми, которые были найдены другими методами. Корона дает в довольно значительном количестве мягкое рентгеновское излучение в области 10—100 Å. Точные расчеты показывают, что полная интенсивность рентгеновского излучения (слагающегося из многочисленных отдельных линий) соответствует температуре $0,75 \cdot 10^6$ °К. И наконец, температура короны определяется из радионаблюдений спокойного Солнца. Эти наблюдения (о них говорится ниже) приводят к температуре порядка $0,7 \cdot 10^6$ °К для нижней короны.

Итак, если считать множитель 2 несущественным, то $1 \cdot 10^6$ °К — это хорошая оценка температуры короны, совместимая с результатами всех перечисленных выше методов. Однако создается впечатление, что значения температуры, которые, строго говоря, относятся к *электронной температуре* (полученные по замыканию фраунгоферовых линий, степени ионизации и интенсивностям запрещенных линий, интенсивности рентгеновского излучения и радиоданным), попадают в основном в интервал 700 000—900 000 °К, в то время как значения *кинетической температуры* (полученные по градиенту плотности, градиенту монохроматической интенсивности и наблюдаемым ширинам линий) примерно в 2 раза больше. Было бы очень интересно, если бы удалось надежно подтвердить этот результат. К сожалению, все имеющиеся данные отягощены значительными неопределенностями. Казалось бы, некоторую часть разности между двумя группами температур можно приписать турбулентным движениям, но для этого потребовались бы слишком большие скорости. Можно подозревать, что источник расхождения (если оно реально) может заключаться в тонкой структуре короны, общем расширении короны или недостатке электронов с высокими скоростями.

Радиомодели

Радионизлучение солнечной короны имеет, как известно, в основном тепловое происхождение. Это излучение представляет большой интерес, так как физические процессы, связанные с его возникновением, отличаются от процессов, создающих оптическое излучение, а уравнение переноса для радионизлучения решается несколько иначе, нежели в случае оптических волн. Кроме того, радионизлуче-

ние Солнца дает нам сведения, очень ценные для построения моделей короны и хромосферы.

Коэффициент поглощения (рассчитанный на единицу длины), обусловленный свободно-свободными переходами электронов, обычно записывают в следующем виде:

$$K \approx \frac{\nu x}{cn}, \quad (25)$$

где n — коэффициент преломления в отсутствие магнитного поля

$$n = (1 - x)^{1/2}, \quad (26)$$

а

$$x = \left(\frac{f_0}{f} \right)^2 = \left(\frac{e^2 N_e}{\pi m_e c} \right) \frac{1}{f^2} \quad (27)$$

— один из безразмерных параметров магнито-ионной теории. Здесь f_0 — собственная частота плазмы, или критическая частота, c — скорость света в пустоте, а ν — частота соударений, равная

$$\nu = \frac{4}{3} e^4 \left[\frac{\pi}{2m_e (kT)^2} \right]^{1/2} Z^2 N_i A_i, \quad (28)$$

где

$$A_i = \ln \left[1 + \left(\frac{4kT}{Ze^2 N_i^{1/2}} \right)^2 \right]. \quad (29)$$

Здесь Z — степень ионизации, а N_i — число ионов в единице объема. Можно считать, что почти во всей короне $N_i = N_e$ и $Z = 1$. Отметим, что функция A_i изменяется медленно. Выражение (25) правильно до тех пор, пока показатель преломления не становится близким к нулю. Более точное выражение для коэффициента поглощения таково:

$$K = \frac{8^{1/2} \pi f}{c} \left\{ \left[\frac{(1-x)^2 + z^2}{1+z^2} \right]^{1/2} - \frac{1+z^2-x}{1+z^2} \right\}^{1/2}, \quad (30)$$

где

$$z = \frac{\nu}{2\pi f} \quad (31)$$

— другой параметр магнито-ионной теории. Из (30) видно, что при $n \rightarrow 0$ коэффициент поглощения возрастает до некоторого конечного значения, приблизительно равного

$$K(n \rightarrow 0) = \frac{8^{1/2} \pi f}{c} z^{1/2}. \quad (32)$$

Таким образом, если мы имеем дело с лучами, проходящими вблизи уровня, на котором $n \rightarrow 0$, то необходимо пользоваться более сложным выражением для коэффициента поглощения — (30) и (32).

Поглощение радиоволн можно рассчитывать по формуле (26) или эквивалентной ей, причем интегрирование выполняется вдоль траектории луча, которая искривлена из-за переменной показателя преломления коронального вещества. Траектория луча опре-

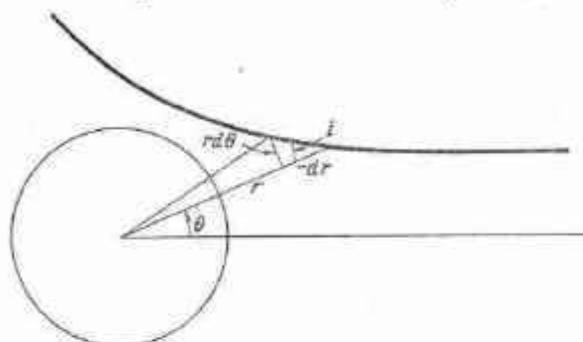


Рис. 29. Траектория радиолуча в короне.

деляется (если считать корону повсюду сферической) законом Снеллиуса, т. е. все лучи лежат в плоскости, содержащей центр Солнца, и

$$nr \sin i = a, \quad (33)$$

где a — величина постоянная для данного луча, r измеряется в единицах солнечного радиуса, а i — угол падения луча на поверхность. Для всякого луча, проходящего через корону (рис. 29), справедливо равенство

$$\frac{r d\theta}{dr} = -\operatorname{tg} i, \quad (34)$$

Из равенств (33) и (34) следует

$$\frac{d\theta}{dr} = \frac{-a}{r(n^2 r^2 - a^2)^{1/2}}, \quad (35)$$

и, следовательно, уравнение траектории луча имеет вид

$$\theta = a \int_r^{\infty} \frac{dr}{r(n^2 r^2 - a^2)^{1/2}}. \quad (36)$$

После того как выбрана модель короны, вычисляется коэффициент преломления для каждой точки и траектория луча по (36). Некоторые траектории лучей в короне для частоты 18 МГц показаны на рис. 30. Каждая траектория имеет точку поворота и, следовательно, излучение может дойти до нас и по прямому и по отраженному направлению. Правда, сигнал, распространяющийся вдоль отра-

женной траектории, сильно поглощается. Чтобы найти кратчайшее расстояние r_c траектории от поверхности Солнца, можно положить $i = 90^\circ$ в уравнении (33), т. е. $r_c = a/n$. Отметим, что совокупность значений r_c определяет тот объем короны, из которого мы получаем излучение.

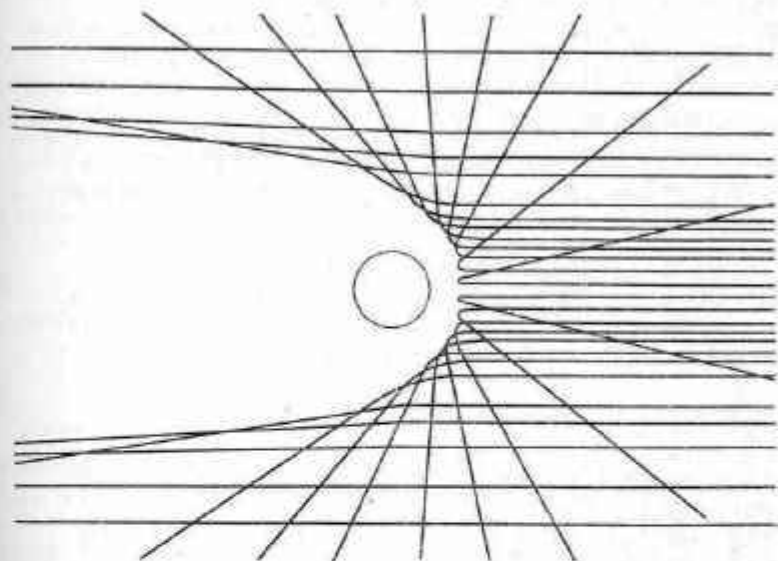


Рис. 30. Траектории лучей в короне на частоте 18 МГц [14].

Таким образом, на некоторых длинах волн радиодиапазона мы можем наблюдать излучение короны без излучения фотосферы. Глубже всего проникает тот луч, для которого $a = 0$ и который отражается на уровне, где $n = 0$, т. е. $x = 1$. Для $x > 1$ (т. е. $f_0 > f$) показатель преломления n имеет минимое значение и излучение поглощается. Итак, для данной частоты существует две поверхности, играющие важную роль в распространении излучения. Одна из этих поверхностей не зависит от направления луча и представляет собой сферу, на которой $n = 0$. Для луча, выходящего в направлении наблюдателя, существенна вторая поверхность, аналогичная нижней огибающей траекторий, изображенных на рис. 30. Вторая поверхность касается поверхности, для которой $n = 0$, в «центре диска».

В присутствии магнитного поля условия распространения радиоволн подчиняются магнито-ионной теории и несколько более сложны, нежели простое условие $x = 1$, использованное выше. В магнитном поле распространяющаяся волна распадается на две:

обыкновенную и необыкновенную, и показатель преломления зависит от напряженности магнитного поля, а также от угла, который образует направление распространения с направлением магнитного поля. Распространение волны по лучу, параллельному магнитному полю, называется продольным, а по лучу, перпендикулярному к магнитному полю, — поперечным.

Если электронная концентрация и напряженность магнитного поля монотонно убывают по направлению наружу, то излучение, возникающее ниже некоторого слоя, не может выйти из короны. Границы выхода излучения определяются следующими условиями:

$$\left. \begin{array}{l} x=1 \text{ обыкновенный луч} \\ x=1-y \text{ необыкновенный луч} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{поперечное}^* \\ \text{распространение} \end{array} \quad (37)$$

и

$$\left. \begin{array}{l} x=1-y \text{ необыкновенный луч} \\ x=1+y \text{ обыкновенный луч} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{продольное}^* \\ \text{распространение} \end{array} \quad (38)$$

Здесь y — магнито-ионный параметр, равный

$$y = \frac{eB}{2\pi m_e c f} = \frac{f_B}{f}, \quad (39)$$

где f_B — гирочастота, численно равная $2,8B$ МГц (B — магнитная индукция). Так как общее магнитное поле в короне имеет напряженность порядка 1 гс или меньше, то гирочастота равняется примерно 2 МГц. Это значительно меньше большинства частот, используемых при наблюдениях Солнца, и обычно $y < 1$. Следовательно, осложнения о которых говорилось выше, как правило, не существенны при наблюдении спокойного Солнца. Однако они могут иметь значение над большими солнечными пятнами, где напряженность магнитного поля может достигать 10^3 гс и выше.

Рассмотрев траектории радиоволн в солнечной короне, обратимся к вычислению излучательной способности единицы объема. Ее можно найти из коэффициента поглощения при помощи закона Кирхгофа, справедливого для локального термодинамического равновесия. Это требует некоторых пояснений, поскольку даже простое упоминание слов «локальное термодинамическое равновесие», казалось бы, исключает какие-либо рассуждения о короне. Однако в случае радиоизлучения мы имеем дело с излучением и поглощением, обусловленными свободно-свободными переходами, и, следовательно, используем лишь одно свойство локального

* Приведенные формулы справедливы также для квазипродольного (близкого к продольному) и квазипоперечного (близкого к поперечному) распространения, но в этом случае величина вектора напряженности магнитного поля должна быть заменена величиной его компоненты по направлению распространения волны. — *Прим. ред.*

термодинамического равновесия — скорости электронов должны иметь максвелловское распределение при температуре T . Поскольку число соударений в короне достаточно для поддержания максвелловского распределения, в этом случае допустимо предположение о локальном термодинамическом равновесии и можно написать

$$\eta = n^2 K B(T), \quad (40)$$

где η — излучательная способность единицы объема, а $B(T)$ — интенсивность излучения абсолютно черного тела при температуре T .

Заметим, что в выражение (40) входит множитель n^2 ; обычно $n^2 \approx 1$, и закон Кирхгофа имеет такой вид, как в (18) разд. 4. Для радиочастот можно использовать приближение Релея — Джинса

$$B(T) = \frac{2kT}{\lambda^2}. \quad (41)$$

Комбинируя (40) и (41), находим

$$\eta = n^2 K \frac{2k}{\lambda^2} T. \quad (42)$$

Теперь нам необходимо уравнение переноса для излучения в радиодиапазоне; это уравнение должно иметь дополнительный член, так как лучи сходятся или расходятся при $dn/ds \neq 0$. Рассмотрим луч, распространяющийся в среде с изменяющимся показателем преломления. Пусть θ и θ' — углы падения и преломления пучка лучей, падающего на площадку $d\sigma$ поверхности, которая разделяет среды с показателями преломления n и n' . Количество энергии, проходящее через эту поверхность, одинаково в обеих средах (в предположении, что на поверхности раздела нет отражения), и, следовательно,

$$I d\sigma d\omega \cos \theta = I' d\sigma d\omega' \cos \theta', \quad (43)$$

где телесный угол пучка лучей равен $d\omega = \sin \theta d\theta d\varphi$; аналогичное выражение можно написать и для второй среды. Можно выбрать такую систему координат, чтобы выполнялось равенство $d\varphi = d\varphi'$. Тогда закон Снеллиуса запишется в виде

$$n \sin \theta = n' \sin \theta'. \quad (44)$$

Продифференцировав это равенство, получим

$$n \cos \theta d\theta = n' \cos \theta' d\theta'. \quad (45)$$

Из уравнений (43) — (45) находим

$$\frac{I}{n^2} = \frac{I'}{n'^2}. \quad (46)$$

Таким образом, в среде с изменяющимся показателем преломления без излучения или поглощения отношение I/n^2 постоянно. Следовательно, уравнение переноса можно записать либо в том же виде, что и для оптического излучения, но с добавочным членом, обусловленным эффектами рефракции, либо выразить его через отношение I/n^2 .

По аналогии с выведенным выше уравнением переноса полное изменение величины I/n^2 , происходящее вследствие поглощения и излучения, составляет

$$\frac{d}{ds} \left(\frac{I}{n^2} \right) = \frac{1}{n^2} (KI + \eta) \quad (47a)$$

или

$$\frac{1}{K} \frac{d}{ds} \left(\frac{I}{n^2} \right) = -\frac{I}{n^2} + \frac{\eta}{Kn^2}. \quad (47b)$$

Коэффициенты поглощения и излучения связаны здесь так же, как в состоянии термодинамического равновесия [см. (40)]. Мы имеем далее

$$\frac{1}{K} \frac{d}{ds} \left(\frac{I}{n^2} \right) = -\frac{I}{n^2} + B(T). \quad (48)$$

Решение уравнения (48) получается точно так же, как решение (21) для уравнения (17); положив

$$\tau = \int_s^\infty K ds, \quad (49)$$

мы найдем

$$e^{-\tau} \frac{I}{n^2} = \frac{I_0}{n_0^2} e^{-\tau_0} + \int_{\tau_0}^{\tau} e^{-\tau} B(T) d\tau; \quad (50)$$

здесь I_0 и n_0 относятся к области, где $\tau = \tau_0$. Отметим, что оптическая толщина измеряется от некоторой точки короны по направлению к наблюдателю (находящемуся вне короны) вдоль траектории луча. Поскольку нас интересует интенсивность выходящего излучения, возьмем $\tau = 0$ и $n = 1$. Удобно также выбрать в качестве τ_0 значение, соответствующее точке, где наблюдаемая траектория впервые уходит в корону; там $n_0 = 1$. Тогда

$$I = I_0 e^{-\tau_0} + \int_0^{\tau_0} e^{-\tau} B(T) d\tau. \quad (51)$$

Полученное выражение представляет интенсивность выходящего излучения как сумму интенсивности излучения, приходящего

в корону и ослабленного поглощением вдоль траектории луча ($I_0 e^{-\tau_0}$), и излучения всех точек, лежащих вдоль траектории $[B(T)]$, также ослабленного поглощением. В рассматриваемом случае приходящего в корону излучения нет и

$$I = \int_0^{\tau_0} e^{-\tau} B(T) d\tau. \quad (52)$$

Воспользовавшись равенством (41), мы найдем

$$I = \frac{2k}{\lambda^2} \int_0^{\tau_0} T e^{-\tau} d\tau. \quad (53)$$

В радиодиапазоне интенсивность связана с яркостной температурой T_n соотношением

$$I = \frac{2kT_n}{\lambda^2}. \quad (54)$$

Яркостная температура — это температура, которую должно иметь абсолютно черное тело, для того чтобы излучать на данной частоте с той же интенсивностью, что и наблюдаемое тело. Равенство (53) можно теперь переписать в виде

$$T_n = \int_0^{\tau_0} T e^{-\tau} d\tau. \quad (55)$$

Если температура в короне повсюду одинакова, то

$$T_n = T_n (1 - e^{-\tau_0}). \quad (56)$$

Из наблюдений короны на метровых волнах, используя (56) и значения непрозрачности (т. е. электронные концентрации) из оптических моделей, мы находим, что температура короны составляет $\approx 10^6$ °К.

Если длина волны достаточно мала, то траектория луча может проникать в хромосферу. В этом случае мы можем считать, что корона и хромосфера имеют различные постоянные температуры T_n и T_{xc} . Если непрозрачность в хромосфере высока, то

$$T_n = T_n [1 - e^{-\tau_0/2}] + T_{xc} e^{-\tau_0/2}. \quad (57)$$

Это равенство непосредственно следует из (51), где мы полагали, что $\tau_0/2$ — это оптическая толщина при одном пересечении короны. Наблюдения на соответствующих частотах дают ценные сведения, которые достаточно хорошо согласуются с результатами оптических наблюдений. Выбирая соответственно частоту, мы можем добиться

того, чтобы наблюдаемое излучение целиком возникало в хромосфере или же в короне (рис. 31). Например, $T_{\text{кр}}$ на частоте 30 000 Мгц относится к излучению, возникающему только в хромосфере, а на частоте 60 Мгц — только к корональному излучению.

В заключение отметим, что корону можно исследовать также путем наблюдения дискретных источников радиоизлучения, проходящих позади короны. Для этого была использована, в част-

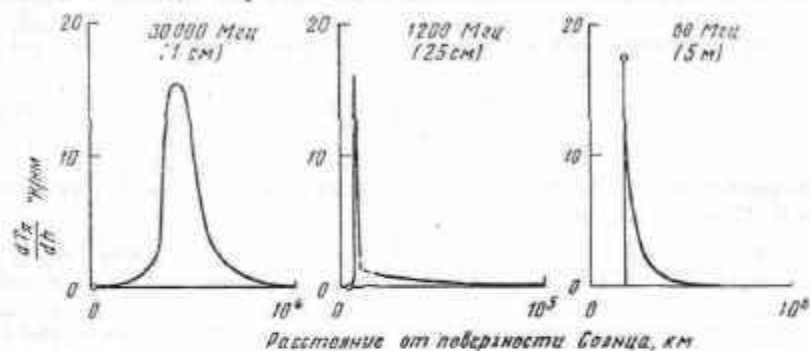


Рис. 31. Вклад, вносимый в яркостную температуру центра солнечного диска различными уровнями в короне ($dT_{\text{кр}}/dh$) и различными частотами. Поворотные точки траекторий отмечены кружками (по Позн и Смерду [12]).

ности, Крабовидная туманность (дискретный источник радиоизлучения Телец А). Основной вывод, который был сделан из наблюдений Крабовидной туманности, — это значительная неоднородность короны, т. е. существование в ней тонкой структуры*. Этот вопрос будет рассмотрен ниже в разд. 8.3.

ЛИТЕРАТУРА

К разд. 5.1

Проблема конвективной зоны рассматривается в книгах [3, 8] гл. 3, [6] гл. 4, а также в [7] гл. 5 и следующих источниках:

1. Schwarzschild M., *Astrophys. J.*, **134**, 1 (1961).
2. Bierman L., Lüst R., in *Stellar Atmospheres*, ed. T. L. Greenstein. (Русский перевод: Звездные атмосферы, под ред. Дж. Л. Гринштейна, М., ИЛ, 1963.)
3. Woolley R. v. d. R., Stibbs D. W. N., *The Outer Layers of a Star*, The Clarendon Press, Oxford, 1953.

О генерации энергии и нагревании хромосферы и короны см.

4. Osterbrock D. E., *Astrophys. J.*, **134**, 347 (1961).

Супергрануляция описана в работе

5. Leighton R. B., Noyes R. W., Simon G. W., *Astrophys. J.*, **135**, 474 (1962).

* Речь идет о так называемой сверхкороне, т. е. короне на очень больших расстояниях от Солнца. — Прим. ред.

К разд. 5.2

Изложение старых работ и основных понятий можно найти в статье 6. Van de Hulst H. C., in *The Sun*, ed. G. Kuiper, The University of Chicago Press, 1953, pp. 207—321. (Русский перевод: Солнце, под ред. Дж. Койпера, ИЛ, М., 1957.)

Новая книга, где описана двухкомпонентная модель:

7. De Jager C., *Handbuch der Physik*, vol. 52, ed. S. Flügge, Springer-Verlag OHG, Berlin, 1959, pp. 80—362. (Русский перевод: К. де Ягер, Строение и динамика атмосферы Солнца, М., ИЛ, 1962.)

Новая книга о хромосфере:

8. Thomas R. N., Athay R. C., *Physics of the Solar Chromosphere*, Interscience Publishers, Inc., New York, 1961. (Русский перевод: Р. Н. Томас и Р. Дж. Атей, Физика солнечной хромосферы, М., ИЛ, 1965.) См. также [3] гл. 3, [6] гл. 4 и
9. Goldberg L., Dyer E. R., in *Science in Space*, eds. L. V. Berkner, H. Odishaw, The McGraw-Hill Book Company, New York, 1961, pp. 307—340. (Русский перевод: Наука в космосе, под ред. Л. Беркнера и Х. Одишоу, Физматгиз, 1964.)

К разд. 5.3

Корона подробно рассматривается в книгах [6, 7], а также в [6] гл. 4.

5. Снимки и изотопы короны содержатся в статьях:
10. Biesbroek G., in *The Sun*, ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, 1953. (Русский перевод: Солнце, под ред. Койпера, М., ИЛ, 1957.)
11. Wallenquist A., *Uppsala Ann.*, **4** (4), (1957).

С радиоастрономией и ее приложениями к изучению короны (и хромосферы) можно познакомиться в следующих книгах и статьях:

12. Pawsey J. L., Smerd S. F., in *The Sun*, ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, 1953, pp. 466—531. (Русский перевод: Солнце, под ред. Дж. Койпера, М., ИЛ, 1957.)
13. Pawsey J. L., Bracewell R. N., *Radio Astronomy*, Clarendon Press, Oxford, 1955. (Русский перевод: Дж. М. Позн и Р. Н. Брейсуэлл, Радиоастрономия, М., ИЛ, 1958.)
14. Bracewell R. N., Preston G. W., *Astrophys. J.*, **123**, 14 (1956).

Успехи, достигнутые за последние годы, отражены в книге

15. *The Solar Corona*, ed. T. W. Evans, Academic Press, New York, 1963.

Вывод уравнения переноса, приведенный здесь, общен, но сомнения в его правильности высказаны в статье

16. Oster L., *Astrophys. J.*, **138**, 761 (1963).

Расхождения между значениями температуры короны, полученными по ионизационному равновесию и по расширению спектральных линий, могут быть устранены, если учитывать двухэлектронные рекомбинации; см.

17. Burgess A., *Astrophys. J.*, **139**, 776 (1964).

Дополнительная литература

18. Шкловский И. С., *Физика солнечной короны*, Физматгиз, 1962.

Магнитные поля на Солнце и солнечная активность

6.1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время уже нет серьезных сомнений в том, что в физике Солнца играют существенную роль магнитные поля. Они заведомо имеют важное значение для переноса энергии из водородной конвективной зоны во внешние слои Солнца и влияют на структуру короны. Однако наиболее эффективное и явное проявление существования магнитных полей на Солнце — это солнечная активность, особенно солнечные пятна.

Наблюдения солнечных пятен ведутся со времен Галилея, и результаты этих наблюдений были, в частности, использованы для того, чтобы определить период вращения Солнца. Другие явления солнечной активности, такие, как хромосферные вспышки, могут создавать возмущения в земной атмосфере, например перемены в коротковолновой радиосвязи и полярные сияния*. В этой главе мы рассмотрим возможность существования общего магнитного поля Солнца, солнечные пятна, факелы, хромосферные вспышки, протуберанцы и понятие «центра активности».

В большинстве случаев мы вынуждены придерживаться описательного и феноменологического изложения; большая часть упоминаемых в книге физических теорий относится, собственно говоря, к слабо разработанному разделу науки, называемому «солнечной электродинамикой» или «солнечной магнитогидродинамикой».

Мы закончим это введение цитатой из Каулинга: «Солнечная гидродинамика — чарующая область и вместе с тем одна из тех, которые понаты очень плохо; она относится также к тем областям, где очень велика вероятность быть заведенным соблазнительными теориями на неправильный путь».

6.2. ОСНОВЫ МАГНИТОГИДРОДИНАМИКИ

Мы приводим ниже краткое описание основных принципов и некоторых наглядных результатов магнитогидродинамики, наиболее

* В результате работ, проведенных во время Международного геофизического года и Международного геофизического сотрудничества, установлено, что с солнечной активностью коррелирует интенсивность полярных сияний, слабые же полярные сияния существуют и в спокойные периоды. — Прим. ред.

необходимых при рассмотрении солнечной активности и магнитного поля Солнца.

Основные уравнения

Предполагается, что атмосфера Солнца по существу электрически нейтральна, т. е. что

$$N_e = N_i Z, \quad (1)$$

где N_e — электронная концентрация, N_i — концентрация ионов, а Z — абсолютное значение заряда иона в единицах заряда электрона. Это объясняется тем, что заряженные частицы всегда стремятся восстановить состояние электрической нейтральности, если только не действует специальный механизм, поддерживающий очень большие разности потенциалов. До тех пор пока размер области намного превосходит дебаевский радиус экранирования, уравнение (1) остается хорошим приближением. Кроме того, при рассмотрении атмосферы Солнца, так же как и во многих других приложениях (за исключением быстрых колебаний), можно пренебрегать максвелловским током смещения. Таким образом, уравнения Максвелла принимают вид

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = 4\pi \mathbf{j}, \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 0. \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{j}$ — плотность тока, $\mathbf{B}$ — напряженность магнитного поля в гс (если заряд q выражен в электромагнитных единицах, а скорость $\mathbf{w}$ — в см/сек, то магнитная сила в дин равняется $q\mathbf{w} \times \mathbf{B}$), а $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля. Мы ввели в уравнение (2) вектор $\mathbf{B}$ вместо вектора $\mathbf{H}$, так как мы рассматриваем все токи плазмы в явном виде.

Уравнение движения для ионов и электронов можно вывести из уравнения Больцмана для группы тождественных частиц

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_j \omega_j \frac{\partial f}{\partial x_j} + \sum_j \frac{F_j}{m} \frac{\partial f}{\partial w_j} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}}, \quad (6)$$

где ω_j — j -я составляющая скорости частицы, F_j — j -я составляющая силы, а $f(t; \mathbf{r}, \mathbf{w})$ — функция распределения, которая, будучи помножена на элемент объема пространства координат ($dx dy dz$) и на элемент объема пространства скоростей ($dw_x dw_y dw_z$), дает полное число частиц в элементе объема шестимерного фазового

пространства ($dw_x, dw_y, dw_z, dx, dy, dz$), содержащем точку (r, w) . Правая часть уравнения (6) представляет изменение функции распределения, обусловленное соударениями. Если положить правую часть равной нулю, то уравнение (6) будет просто выражать теорему Лиувилля, гласящую, что вдоль динамической траектории f постоянна. Мы будем пренебрегать зависимостью функции распределения от времени. Уравнение, которое нам нужно, может быть получено умножением уравнения (6) на $m\mathbf{v}$ и интегрированием по всем возможным скоростям. Сила, входящая в третий член (6), создается как гравитационными, так и электромагнитными силами и равна

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{w} \times \mathbf{B}) + m\mathbf{g}. \quad (7)$$

Заряд q выражается в электромагнитных единицах; заряд электрона в этом случае равен e/c , где $e = 4.8 \cdot 10^{-10}$ электростатических единиц. Макроскопическое уравнение движения для ионов имеет вид

$$N_i m_i \left(\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + \mathbf{v}_i \cdot \nabla \mathbf{v}_i \right) = N_i q_i (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) - \nabla P_i + N_i m_i \mathbf{g} + \mathbf{P}_i^T. \quad (8)$$

Здесь мы допустили, что хаотические скорости изотропны, для того чтобы зависимость от тензора напряжения перешла в зависимость от скалярного давления. Тем самым мы по существу предположили, что силы вязкости пренебрежимо малы. Член $\mathbf{P}_i^T$ происходит от того члена в уравнении (6), который обусловлен соударениями и равен количеству движения, передаваемому ионам другими частицами. Мы имеем также

$$\mathbf{v}_i = \frac{1}{N_i} \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{w} f dw_x dw_y dw_z. \quad (9)$$

Для того чтобы получить линеаризованное уравнение движения, допустим прежде всего, что газ состоит из электронов и ионов одного типа. Нам понадобятся следующие макроскопические величины:

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\rho} [N_i m_i \mathbf{v}_i + N_e m_e \mathbf{v}_e], \quad (10)$$

$$\mathbf{j} = q_i N_i \mathbf{v}_i + q_e N_e \mathbf{v}_e, \quad (11)$$

$$\rho = N_i m_i + N_e m_e. \quad (12)$$

Сложим теперь уравнение (8) (для ионов) с аналогичным уравнением для электронов (1), считая среду электрически нейтральной и пренебрегая членами, которые содержат квадрат скорости или частное m_e/m_i и малы по сравнению с единицей. В результате будем

иметь

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla P + \rho \mathbf{g}. \quad (13)$$

Смысл полученного уравнения сводится к тому, что масса, умноженная на ускорение, равна сумме магнитной силы, силы давления и внешней силы (обычно гравитационной). Член, обусловленный взаимодействием электронов и ионов, в нем отсутствует, так как, согласно третьему закону Ньютона, $\mathbf{P}_i^T = -\mathbf{P}_e^T$.

Чтобы получить еще одно уравнение, умножим уравнение (8) для ионов на Z/m_i , а уравнение, аналогичное (8), но составленное для электронов, — на $1/m_e$ и вычтем первое из второго (пренебрегая членами, содержащими квадрат плотности тока $\mathbf{j}$ и ее производные, в дополнение к упрощениям, использованным ранее). То же самое соотношение можно вывести более наглядным способом, если рассмотреть движение электронов относительно ионного газа, который в свою очередь движется со скоростью $\mathbf{v}$. Пусть $\mathbf{V}$ — скорость электронов относительно ионов, тогда плотность тока равняется

$$\mathbf{j} = -N_e q_e \mathbf{V}. \quad (14)$$

Силы, действующие на единицу объема, — это градиент электронного давления, полная электромагнитная сила и тормозящая сила, создаваемая соударениями с положительными ионами. Поскольку масса электрона мала и тем самым отношение q/m для электронов велико, силой тяготения можно пренебречь. Чтобы вычислить тормозящую силу, допустим, что при каждом соударении электрон отдает количество движения $m_e \mathbf{V}$. Если ν — частота соударений, то тормозящая сила, рассчитанная на единицу объема, равняется $N_e m_e \nu \mathbf{V}$. Таким образом, искомое уравнение для состояния равновесия (последнее достигается очень быстро благодаря малой массе электрона) имеет вид

$$\nabla P_e + N_e q_e [\mathbf{E} + (\mathbf{v} + \mathbf{V}) \times \mathbf{B}] + N_e m_e \nu \mathbf{V} = 0. \quad (15)$$

Выполнив в уравнении (15) некоторые перегруппировки и используя соотношение (14), получим

$$\nabla P_e + N_e q_e [\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})] = + \frac{m_e \nu \mathbf{j}}{q_e} + \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (16)$$

Введем скалярную проводимость, которая в отсутствие магнитного поля равна

$$\sigma = \frac{N_e q_e^2}{m_e \nu}. \quad (17)$$

Заметим также, что член $\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ — это просто напряженность электрического поля для наблюдателя, движущегося со скоростью, равной скорости газа $\mathbf{v}$. Введем обозначения

$\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \mathbf{E}_1$ и $\nabla P_e / N_e q_e = \mathbf{E}_2$ и перепишем уравнение (16) в виде

$$\mathbf{j} = \sigma \left(\mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_1 - \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{N_e q_e} \right). \quad (18)$$

Основываясь на определении скалярной проводимости σ и введя круговую частоту

$$\omega_c = \frac{q_e B}{m_e} \quad (19)$$

[$\omega_c = 2\pi f_H$, где f_H — гирочастота, см. (39) разд. 5.3], перепишем выражение (18) в следующем виде:

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_1) - \frac{\omega_c}{Bv} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}). \quad (20)$$

Подставив в правую часть (20) вместо плотности тока $\mathbf{j}$ всю правую часть (20), найдем

$$\begin{aligned} \mathbf{j} \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{v} \right)^2 \right] - \left(\frac{\omega_c^2}{Bv} \right) (\mathbf{j} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} = \\ = \sigma \left[(\mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_1) - \frac{\omega_c}{Bv} (\mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_1) \times \mathbf{B} \right]. \end{aligned} \quad (21)$$

При выводе уравнения (21) мы использовали формулу тройного векторного произведения. Если вектор суммы $\mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_1$ параллелен вектору $\mathbf{B}$, то, как видно из (21), вектор $\mathbf{j}$ параллелен вектору $\mathbf{B}$, и мы имеем

$$\mathbf{j}_{||} = \sigma (\mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_1). \quad (22)$$

Это просто закон Ома, и, следовательно, проводимость вдоль силовых линий не уменьшена магнитным полем. Однако этого нельзя сказать о других направлениях. Если вектор суммы $\mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_1$ перпендикулярен к вектору $\mathbf{B}$, то вся правая часть уравнения (21) перпендикулярна к $\mathbf{B}$. Тогда уравнение (21) удовлетворяется в единственном случае при $\mathbf{j} \cdot \mathbf{B} = 0$. Таким образом, ток существует только в плоскости, перпендикулярной к $\mathbf{B}$, и

$$\mathbf{j}_{\perp} = \frac{\sigma (\mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_1) - \frac{\omega_c}{Bv} (\mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_1) \times \mathbf{B}}{1 + (\omega_c/v)^2}. \quad (23)$$

Второй член этого уравнения дает ток Холла, который перпендикулярен вектору эффективной напряженности электрического поля и к вектору $\mathbf{B}$; ток Холла непосредственно связан с дрейфом частиц (разд. 18.9). Первый член означает, что проводимость вдоль направления, параллельного сумме $(\mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_1)$ (и, следовательно, перпендикулярного к $\mathbf{B}$), уменьшена в $1 + (\omega_c/v)^2$ раз. Физический смысл полученного результата состоит в том, что вследствие соударений

электроны диффундируют поперек магнитных силовых линий вместо того, чтобы двигаться вдоль них по винтовым линиям, подобно свободным частицам. Очевидно, что аналогичный результат должен получиться и для коэффициента температуропроводности, который остается неизменным вдоль направления магнитного поля и уменьшен в $1 + (\omega_c/v)^2$ раз в направлении, перпендикулярном к нему. Торможение, создаваемое соударениями, приводит к диссипации энергии электронов: $N_e m_e V^2 v = j^2 / \sigma$ эрг/см³. Присутствие нейтральных частиц (например, атомов водорода) увеличивает число соударений и тем самым уменьшает проводимость. Особенно заметную роль должны играть соударения электронов с нейтральным водородом, так как эффективное поперечное сечение этих соударений велико.

Частота соударений электронов в протонно-электронном газе, грубо говоря, составляет

$$v = 15 N_e T^{-3/2}, \quad (24)$$

и, следовательно, проводимость приблизительно равна

$$\sigma = 2 \cdot 10^{-11} T^{3/2}. \quad (25)$$

Выражение (24) представляет собой упрощенную форму выражения (28) разд. 5.3. Из (24) и (19), если учесть присутствие нейтральных частиц, по-видимому, следует, что неравенство $B > 10^3$ есть необходимое условие того, чтобы в более глубоких слоях Солнца повсюду выполнялось приближенное равенство $v \approx \omega_c$. Таким образом, ограничивающее влияние магнитного поля на проводимость существенно только в хромосфере и короне.

Вмороженные магнитные поля

До тех пор пока $\omega_c/v < 1$ и градиентом электронного давления можно пренебрегать, из выражений (22) и (23) следует, что

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (26)$$

Уравнения (26) и (4) дают

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \text{rot} \left(\frac{\mathbf{j}}{\sigma} \right). \quad (27)$$

Используя для исключения тока уравнение (2), найдем

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{4\pi\sigma} \text{rot rot } \mathbf{B}. \quad (28)$$

Здесь мы считаем σ постоянной. Развернув последний член

$$\text{rot rot } \mathbf{A} = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}, \quad (29)$$

получим

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (30)$$

Если газ не движется, т. е. $\mathbf{v} = 0$, то мы приходим к уравнению диффузии:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (31)$$

Это уравнение будет рассмотрено в разд. 6.3. С точностью до порядка величины два члена, входящие в правую часть уравнения (30), равняются vB/l и $B/4\pi\sigma l^2$ соответственно, где l — характеристический размер. Следовательно, когда $v < 1/4\pi\sigma l$, можно пользоваться уравнением (31). Величина $4\pi\sigma l v$ называется магнитным числом Рейнольдса; если ввести удельное сопротивление $\eta = (4\pi\sigma)^{-1}$, то магнитное число Рейнольдса можно представить по аналогии с обычным числом Рейнольдса [(31) разд. 5.1] в виде lv/η .

С другой стороны, если $v \gg 1/4\pi\sigma l$, то уравнение (30) принимает вид

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (32)$$

Уравнение (32) справедливо для случая большой проводимости и больших характеристических размеров. В этом случае $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}$ — напряженность электрического поля для наблюдателя, движущегося вместе с газом, — должна обращаться в нуль [см. (26)]. Действительно, электрическое поле возникает вследствие изменения магнитного потока, которое в свою очередь создается движением вещества поперек магнитных силовых линий. Так как проводимость очень велика, эффективное электрическое поле должно обращаться в нуль и, следовательно, магнитные силовые линии должны двигаться вместе с веществом. В этом случае говорят, что силовые линии заморожены в вещество. Этот вопрос можно рассмотреть также и с количественной точки зрения. Пусть имеется магнитный поток, пересекающий некоторую поверхность; площадь сечения обозначим через s . Условие того, что магнитные силовые линии заморожены в вещество, имеет вид

$$\frac{d}{dt} \int_{\text{пов}} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = 0. \quad (33)$$

Изменения потока происходят по двум причинам: 1) магнитное поле изменяется со временем, 2) перемещается граница площади. Поэтому (33) можно переписать в виде

$$\int_{\text{пов}} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{s} + \int_{\text{крив}} \mathbf{B} \cdot (\mathbf{v} \times d\mathbf{s}) = 0. \quad (34)$$

Для пояснения смысла второго члена заметим, что площадь, омеваемая границей сечения в единицу времени, равняется $\mathbf{v} \times d\mathbf{s}$. Второй интеграл можно преобразовать согласно теореме Стокса, после чего получим

$$\int_{\text{пов}} \left[\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right] \cdot d\mathbf{s} = 0. \quad (35)$$

Так как уравнение (35) должно удовлетворяться независимо от значения s , то справедливо (32), следовательно, (32) совершенно эквивалентно (33), т. е. это действительно условие того, что магнитные силовые линии заморожены в вещество.

Внешняя сила может вызвать скольжение силовых линий по отношению к веществу. Скорость этого скольжения зависит от индуцированной силы, стремящейся противодействовать внешней силе.

Магнитное давление и магнитное натяжение

Чтобы пояснить понятие магнитного давления, рассмотрим уравнение (13) для стационарного состояния:

$$0 = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla P + \rho \mathbf{g}. \quad (36)$$

Умножая уравнение (36) векторно на $\mathbf{B}$ и пренебрегая ускорением силы тяжести, находим

$$\mathbf{B} \times (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) = B^2 \mathbf{j} = \mathbf{B} \times \nabla P \quad (37)$$

или

$$\mathbf{j} = \frac{\mathbf{B} \times \nabla P}{B^2}. \quad (38)$$

Таким образом, воздействие градиента давления сводится к тому, что он создает ток, перпендикулярный к магнитному полю. Чтобы установить, в чем состоит действие этого тока, подставим выражение для $\mathbf{j}$ из уравнения Максвелла (2) в (36), пренебрегая силой тяготения; в результате получим

$$\nabla P = \mathbf{j} \times \mathbf{B} = \quad (39)$$

$$= \frac{\text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}}{4\pi} = \quad (40)$$

$$= \frac{\mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B}}{4\pi} - \frac{\nabla B^2}{8\pi}. \quad (41)$$

Если магнитные силовые линии таковы, что $\mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B} = 0$ (т. е. прямые и параллельны друг другу), то уравнение (41) легко интегрируется, и мы находим

$$P + \frac{B^2}{8\pi} = \text{const}. \quad (42)$$

В этом случае величину $B^2/8\pi$ можно считать магнитным давлением. Первый член в правой части (41) может быть интерпретирован как натяжение вдоль магнитных силовых линий, равное $B^2/4\pi$. Таким образом, магнитную силу $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ можно рассматривать как сумму гидростатического давления $B^2/8\pi$ и натяжения $B^2/4\pi$ вдоль силовых линий. Мы покажем также ниже, что магнитные силовые линии можно считать упругими струнами, по которым распространяются волны. Отметим, что магнитное давление равно плотности магнитной энергии.

Волны Альвена

В плазме могут совершаться колебания трех основных типов.

1. Электромагнитные волны; по своей физической природе они ничем не отличаются от обычных электромагнитных волн, распространяющихся в пустоте. Анализ их распространения в плазме — достаточно сложная задача; простой случай распространения был рассмотрен в разд. 5.3, посвященном короне. Мы не будем возвращаться к нему здесь.

2. Колебания плазмы, о которых пойдет речь в следующем разделе. Они порождаются электростатической восстанавливающей силой.

3. Магнитогидродинамические волны.

Рассмотрим бесконечно протяженную область, которая заполнена несжимаемой жидкостью, обладающей бесконечно большой проводимостью и находящейся в однородном магнитном поле. В этом случае можно применить уравнение (32); поскольку $\operatorname{div} \mathbf{v} = 0$ (несжимаемая жидкость) и $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$, можно воспользоваться обычным выражением для ротора вектора и привести это уравнение к следующему виду:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{B}. \quad (43)$$

Пусть теперь в магнитном поле возникло возмущение, т. е. последнем уравнении надо заменить $\mathbf{B}$ на $\mathbf{B}_0 + \mathbf{b}$. Пренебрегая членами второго порядка относительно $\mathbf{v}$ и $\mathbf{b}$, находим

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{v}. \quad (44)$$

Если мы направим ось x вдоль магнитного поля, то будем иметь

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = B_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial x}. \quad (45)$$

Будем считать, что плотность тока $\mathbf{j}$ мала (поскольку ток возникает в результате небольшого возмущения), тогда снова пренебрегая

произведениями малых величин, мы можем привести уравнение (13) к виду

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}_0 - \nabla P + \rho \mathbf{g}. \quad (46)$$

Это можно переписать так:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla \left(P + \frac{\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{b}}{4\pi} \right) + \rho \mathbf{g} + \frac{B_0}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial x}, \quad (47)$$

поскольку $\operatorname{rot} \mathbf{b} = 4\pi \mathbf{j}$. Если взять дивергенцию от обеих частей последнего уравнения, то останутся только первые два члена правой части, так как $\operatorname{div} \mathbf{v} = 0 = \operatorname{div} \mathbf{b}$. В результате мы найдем

$$\nabla^2 \left(P + \frac{\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{b}}{4\pi} \right) = \nabla \cdot \rho \mathbf{g} = \nabla^2 P_0, \quad (48)$$

где P_0 — давление в тех областях жидкости, которые находятся далеко от возмущенного участка (и где $\mathbf{b} = 0$). Решение этого уравнения имеет вид

$$\nabla^2 \left(P - P_0 + \frac{\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{b}}{4\pi} \right) = 0. \quad (49)$$

Таким образом, мы получили решение уравнения Лапласа. Это решение обладает тем свойством, что вне возмущенной области оно обращается в нуль, и, следовательно, в силу свойств решения уравнения Лапласа, оно равно нулю повсюду. Это сильно упрощает уравнение (47); теперь оно имеет вид

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{B_0}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial x}. \quad (50)$$

Продифференцировав последнее равенство по t и учтя (45), найдем

$$\frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial t^2} = \left(\frac{B_0^2}{4\pi\rho} \right) \frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial x^2} \quad (51)$$

и аналогично

$$\frac{\partial^2 \mathbf{b}}{\partial t^2} = \left(\frac{B_0^2}{4\pi\rho} \right) \frac{\partial^2 \mathbf{b}}{\partial x^2}. \quad (52)$$

Последние два уравнения представляют волны, распространяющиеся в противоположных направлениях вдоль оси x со скоростью

$$v_A = \frac{B_0}{(4\pi\rho)^{1/2}}, \quad (53)$$

которая называется альвеновской скоростью [V_A , уравнение (36) разд. 5.1]. Если рассматривать магнитные силовые линии как эластичные струны с натяжением $B^2/4\pi$, получится тот же результат.

Скорость и возмущение магнитного поля связаны соотношением $\mathbf{b} = \pm (4\pi)^{1/2} \mathbf{v}$. В этом случае кинетическая энергия единицы объема $(\rho v^2/2)$ равняется заключенной в этом объеме магнитной энергии $(b^2/8\pi)$.

Приведенный выше расчет основан на нескольких допущениях, о которых не следует забывать. Мы считали жидкость несжимаемой; сжимаемость несущественна до тех пор, пока скорость звука $v_{\text{зв}}$ велика по сравнению с альвеновской скоростью V_A . Если $v_{\text{зв}} \approx V_A$, то альвеновские волны взаимодействуют со звуковыми и возникают «гибридные» волны, которые были рассмотрены в разд. 5.1, посвященном нагреванию хромосферы и короны. Если $V_A \gg v_{\text{зв}}$, то волна является по существу звуковой и распространяется со скоростью звука вдоль магнитных силовых линий.

Следует подчеркнуть также то обстоятельство, что мы считали ρ и B_0 постоянными. Изложенную теорию можно применять локально при условии, что ρ и B_0 изменяются медленно. В некоторых случаях поправки за неоднородность и конечную амплитуду возмущений могут оказаться очень существенными. Тем не менее приближенная теория весьма полезна.

Колебания плазмы

Рассмотрим колебания, которые возникают в плазме, если в ней по какой-либо причине произошло разделение зарядов. После прекращения действия силы, поддерживающей разделение зарядов, электрическое поле стремится уничтожить разделение; при этом могут возникнуть колебания. При выводе уравнения (15) мы полагали, что $\partial \mathbf{j} / \partial t = 0$. Напишем теперь аналогичное уравнение, содержащее этот член, но для случая отсутствия соударений (формально $\sigma = \infty$) и $\mathbf{B} = 0$. Это уравнение имеет вид

$$-\frac{m_e}{N_e q_e^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \mathbf{E} + \frac{\nabla P_e}{N_e q_e}. \quad (54)$$

Поскольку мы допускаем теперь возможность разделения зарядов, то

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi e^2 \rho_e, \quad (55)$$

где плотность заряда ρ_e определяется выражением

$$\rho_e = +q_e (N_i Z - N_e). \quad (56)$$

Вследствие сохранения заряда мы имеем

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0. \quad (57)$$

Возьмем теперь дивергенцию от уравнения (54) и исключим $\operatorname{div} \mathbf{E}$

и $\operatorname{div} \mathbf{j}$ при помощи соотношений (55) и (57); в результате получим

$$-\frac{m_e}{N_e q_e^2} \frac{\partial^2 \rho_e}{\partial t^2} = 4\pi e^2 \rho_e + \frac{\operatorname{div} \nabla P_e}{N_e q_e}. \quad (58)$$

Чтобы найти градиент электронного давления, допустим, что изменения являются адиабатическими, т. е. что

$$\nabla P_e = \gamma k T_e \nabla N_e. \quad (59)$$

Здесь γ — отношение удельных теплоемкостей, которое приближенно равняется $(2 + n)/n$, где n — число степеней свободы. Мы рассматриваем одномерные колебания, поэтому положим $\gamma = 3$. Градиент электронной концентрации можно оценить по плотности заряда ρ_e , если считать все ионы одинаковыми и неподвижными. Это дает $\nabla N_e \approx -q_e \nabla N_e$. Подчеркнем, что речь идет только о колебаниях электронов — положительные ионы считаются неподвижными; следовательно, скорость $\mathbf{v}$ приблизительно равна нулю. Объединяя предыдущие формулы, получаем

$$\frac{\partial^2 \rho_e}{\partial t^2} = -\frac{4\pi e^2 N_e q_e^2}{m_e} \rho_e - \frac{3kT_e}{m_e} \nabla^2 \rho_e = \quad (60a)$$

$$= -\omega_p^2 \rho_e - \frac{3kT_e}{m_e} \nabla^2 \rho_e, \quad (60b)$$

где $\omega_p = (4\pi e^2 N_e q_e^2 / m_e)^{1/2}$ — круговая частота плазмы. Отметим, что круговая частота ω_p связана с собственной частотой плазмы f_0 , входящей в формулу (27) разд. 5.3, соотношением $\omega_p = 2\pi f_0$. Решение приведенного выше уравнения ищется в форме $\cos(lx + \omega t)$. В результате получается следующее выражение для частоты:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + l^2 \frac{3kT_e}{m_e}. \quad (61)$$

Плотность заряда ρ_e в данной точке изменяется периодически с частотой ω . Очевидно, что это коллективные колебания электронов. Таким образом, при очень низких температурах плазма колеблется с собственной частотой плазмы, а при более высоких следует учитывать длину волны возмущения.

Такими колебаниями плазмы (т. е. электронов) можно объяснить некоторые явления в радиоизлучении Солнца. Однако причина возникновения колебаний пока не ясна; вероятно, они порождаются проходящим возмущением.

Излучение плазмы

Существует несколько механизмов, которые могут создать излучение в чистой электронно-протонной плазме. Приведем их краткое описание. В плазме, находящейся в состоянии равновесия, число

актов рекомбинации равно числу актов ионизации. Если рекомбинация, происходит даже в неравновесном состоянии, то при обычно встречающихся плотностях это рекомбинация, сопровождающаяся излучением. Таким образом, энергия испущенного фотона равняется сумме энергии ионизации и кинетической энергии рекомбинирующего электрона. Эффективное поперечное сечение захвата зависит от главного квантового числа n ; при $T = 10^4$ К приблизительно 43% рекомбинаций происходит в основное состояние ($n = 1$). Рекомбинация в основное состояние создает излучение с длиной волны $\lambda < 912 \text{ \AA}$ (лаймановский континуум). Рекомбинация в другие состояния создает другие континуумы, а при каскадных переходах — линии. Отметим, что потеря энергии в любом случае такая же, как при рекомбинации в основное состояние. Энергия может излучаться также вследствие свободно-свободных переходов электронов в полях положительных ионов; при этом возникает свободно-свободное, или тормозное, излучение. Если имеет место максвелловское распределение скоростей с температурой T , то энергия, излучаемая в интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, приблизительно пропорциональна величине

$$\frac{e^{-hc/\lambda kT}}{\lambda^2} d\lambda. \quad (62)$$

Как легко видеть из этого выражения, энергия, излучаемая в единичном интервале длин волн, имеет максимум вблизи среднего значения энергии частицы.

При колебаниях плазмы возникает, как было указано выше, излучение с частотой, равной частоте колебаний плазмы.

В присутствии магнитного поля излучение (гирионизлучение) может возникнуть в результате движения электронов по винтовым линиям; это движение совершается под действием силы Лоренца. При небольших скоростях электроны излучают преимущественно на гирочастоте

$$\nu_B = f_B = \frac{eB}{2\pi m_e c} = \frac{q_e B}{2\pi m_e}. \quad (63)$$

Однако, когда энергия электронов достигает релятивистских значений, т. е. $E \gg m_e c^2$, становятся существенными гармоники. Они сливаются в непрерывный спектр с максимумом на частоте

$$\nu_{\max} = \nu_B \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2. \quad (64)$$

Это излучение называется синхротронным, или магнитно-тормозным, излучением. Теория синхротронного излучения может быть развита на основе теории запаздывающих потенциалов.

Из теории запаздывающих потенциалов следует также, что излучение может возникать при равномерном движении заряженной частицы со скоростью v через среду, показатель преломления которой n удовлетворяет неравенству $v > c/n$. Это — излучение Черенкова, оно может иметь значение в радиодиапазоне.

Присутствие инородных включений в протонно-электронной плазме может сильно усложнить картину. Тяжелые ионы будут принимать участие в рекомбинации и свободно-свободных переходах. Однако при определенных значениях температуры ($\sim 10^6$ К) может стать очень существенным возбуждение разрешенных линий электронным ударом, и энергия, теряемая таким образом, будет преобладать над энергией, теряемой вследствие рассмотренных выше процессов.

6.3. ОБЩЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛНЦА

Некоторое время тому назад высказывались серьезные сомнения в существовании общего магнитного поля Солнца, так как попытки измерить его давали отрицательные или противоречивые результаты. Однако некоторые данные наблюдений, правда косвенно, но указывают на его присутствие. В частности, структура солнечной короны (например, полярные лучи, см. рис. 24), настойчиво наводит на мысль о полоидальном поле. Еще одним непрямым доказательством могут служить магнитные поля вне солнечных пятен, подобные тем, которые проявляются в тонкой структуре хромосферы, видимой на спектрогелиограммах в свете H α вблизи пятен (рис. 32). К сожалению, нет уверенности в том, что доказательство существования магнитных полей вблизи, но вне солнечных пятен может служить доказательством существования общего магнитного поля Солнца.

Окончательное заключение о реальности общего магнитного поля Солнца можно сделать только исходя из прямых измерений. Для этих измерений были созданы магнитометры, действие которых основано на магнитном расщеплении спектральных линий (эффекте Зеемана). Современные магнитометры могут обнаруживать на Солнце магнитные поля до 0,3 гс; с их помощью установлено, что на гелиографических широтах, превосходящих $\pm 55^\circ$, несомненно существует общее магнитное поле с напряженностью примерно 1 гс. Магнитограмма, на которой можно видеть слабое магнитное поле в высокоширотных областях Солнца, приведена на рис. 33.

Происхождение и существование общего магнитного поля Солнца — очень привлекательная и трудная проблема, и в качестве ее решения было предложено несколько теорий:

1. Можно предположить, что это поле является «реликтовым» и возникло как естественный результат процесса образования Солнца.

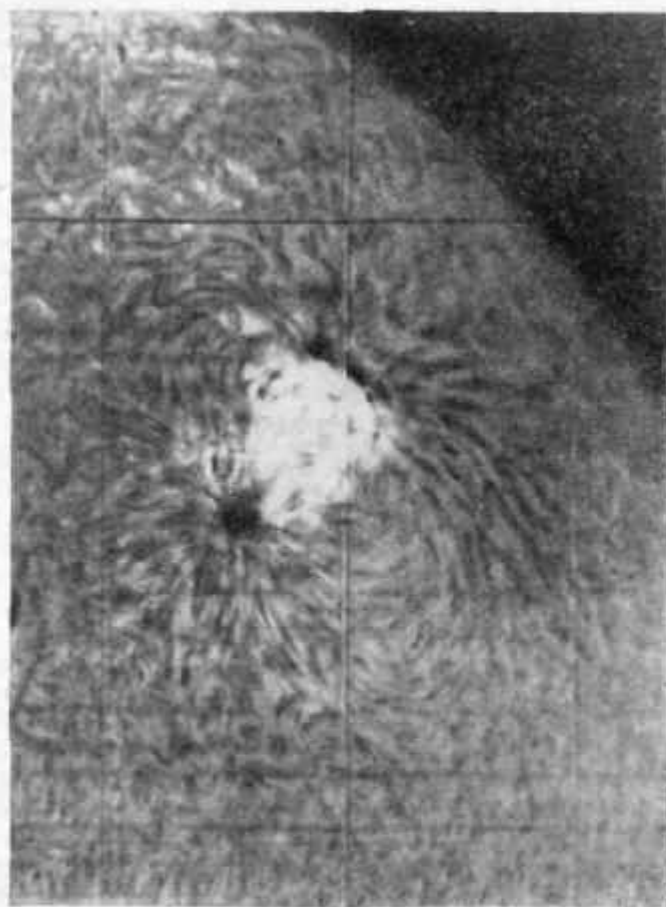


Рис. 32. Спектрограммы в свете линии H α , на которой видна тонкая структура хромосферы (указывающая на существование магнитного поля) вокруг хромосферной вспышки.

ца. Время затухания магнитного поля можно оценить по формуле (30) разд. 6.2, которая для неподвижного вещества имеет вид

$$4\pi\sigma \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (1)$$

Проводимость σ можно приближенно представить выражением

$$\sigma = 2 \cdot 10^{-14} \frac{T^{3/2}}{Z}, \quad (2)$$

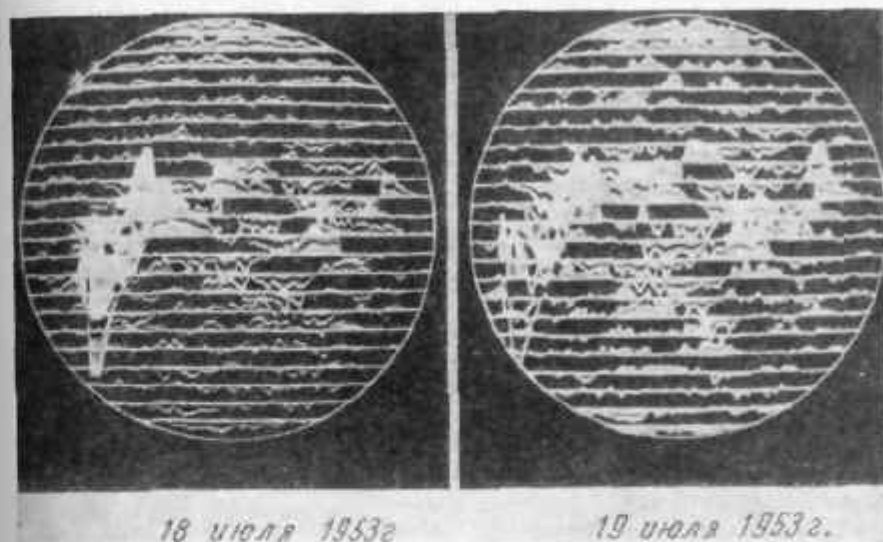


Рис. 33. Солнечные магнитогаммы по Бэбкоку. На этих «магнитных картах» фотосферы Солнца можно видеть расположение слабых магнитных полей, не связанных с солнечными пятнами, их полярность и напряженность. Запись производилась автоматически при помощи сканирующего устройства. В приборе использовались анализатор полярности, мощный спектрограф и чувствительный фотоэлектрический детектор. Измерялась продольная составляющая магнитного поля по создаваемому ею эффекту Зеемана. Отклонение, равное расстоянию между двумя нулевыми прямыми, соответствует напряженности 1 гс. Слабые противоположно направленные отклонения на северном и южном полюсах указывают на существование общего магнитного поля Солнца. Протяженные поля вблизи экватора — это дипольные магнитные области, в которых иногда возникают солнечные пятна. Север наверху, восток справа.

где Z — заряд иона. В недрах Солнца проводимость, по-видимому, не изменена воздействием магнитного поля. Если нас интересует только порядок величин, то уравнение (1) можно переписать в виде

$$\frac{4\pi\sigma B}{t_0} \approx \frac{B}{l^2} \quad (3a)$$

или

$$t_0 = 4\pi\sigma l^2. \quad (3b)$$

Здесь l — характеристический линейный размер. Отметим, что время затухания не зависит от напряженности магнитного поля. Уравнение (1) имеет ту же форму, что и уравнение диффузии. Это

указывает на механизм затухания магнитного поля: оно проникает в области, где поле имеет противоположное направление, и нейтрализуется.

Примем для общего поля Солнца характеристический размер $R_{\odot}/3$ ($l \approx 2 \cdot 10^{10}$ см) и положим $\sigma \approx 10^{-4}$ электромагнитных единиц (для недр Солнца). Подставив эти числа, мы получим $t_0 = 10^{10}$ лет, что больше возраста солнечной системы. Точные вычисления подтверждают эту оценку; конфигурация поля, соответствующая наибольшему времени затухания, изображена на рис. 34. Время затухания t_0 , значительно меньшее 10^{10} лет, удастся получить в единственном случае — если предположить, что магнитное поле существует лишь в тонком поверхностном слое солнечного вещества, где сильно уменьшена проводимость. Такое поле изображено на рис. 35. Для него $l \approx R_{\odot}/10$ и $\sigma \approx 2 \cdot 10^{-6}$ при $T \approx 2 \cdot 10^6$ К. Это дает $t_0 \approx 10^7$ лет.

Остальные теории общего магнитного поля Солнца пытаются обосновать возникновение или существование токов. Кратко их можно изложить так.

2. Поле создается вращением Солнца вследствие движения электрических зарядов. Однако заряд солнечного вещества очень невелик и поле, порождаемое вращением, пренебрежимо мало.

3. Поле создается совместным действием термических факторов и давления. Градиенты электронного давления и вращение Солнца могут создавать токи, движущиеся в меридиональных плоскостях. Эти токи порождают азимутальное поле. Однако предполагается, что общее магнитное поле Солнца — полоидальное. Создать указанным путем полоидальное поле труднее, и теории, использующие эффекты давления, по-видимому, несостоятельны.

4. Поле создается «механизмом динамо». Движение солнечного вещества поперек силовых линий уже существующего магнитного поля порождает токи, а эти токи поддерживают создавшее их поле. Попытки доказать, что действует именно механизм динамо, не имели успеха; с другой стороны, это невозможно опровергнуть.

5. Поле создается турбулентными движениями. Можно предположить, что взаимодействие турбулентных движений с магнитным полем создает турбулентное магнитное поле в результате процесса, грубо говоря, аналогичного равномерному распределению энергии. В результате действия такого механизма возникает нерегулярное мелкомасштабное поле, которое, по-видимому, нельзя отождествлять с общим магнитным полем Солнца.

На этом мы закончим наш краткий очерк проблем, связанных с общим магнитным полем Солнца. Хотя мы не располагаем даже и рабочей гипотезой относительно возникновения этого поля, но его существование, по-видимому, можно считать установленным. Заметим, что общее поле Солнца периодически изменяет свою

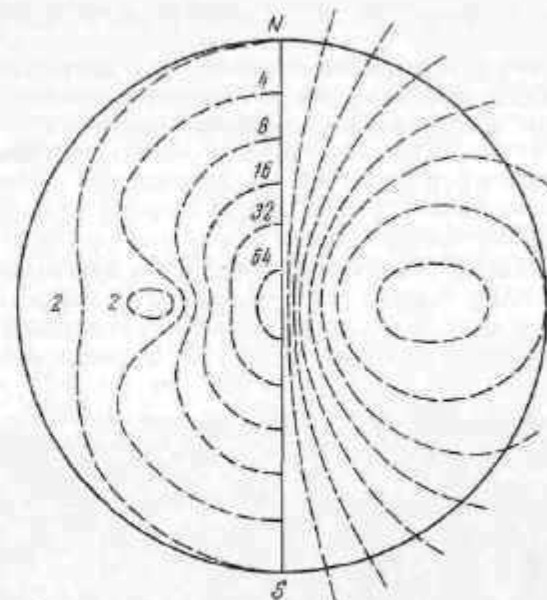


Рис. 34. Модель магнитного поля Солнца. В правой половине рисунка показаны магнитные силовые линии, а в левой половине — линии равной магнитной напряженности в единицах напряженности экваториального поля на поверхности Солнца [11].

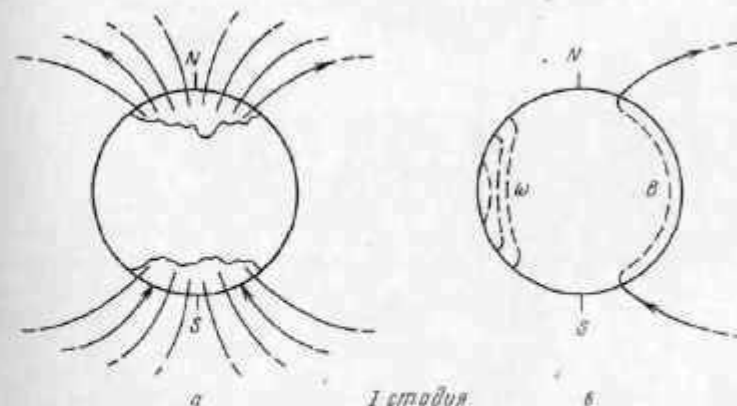


Рис. 35. Модель магнитного поля Солнца по Бэбкоку. а — магнитные силовые линии у полюсов; б — магнитные силовые линии под поверхностью Солнца в экваториальных областях (B) и поверхности постоянной угловой скорости (ω) [12].

полярность; период этих изменений совпадает с длительностью цикла солнечной активности; это обстоятельство должно учитываться всякой теорией общего магнитного поля Солнца.

6.4. СОЛНЕЧНЫЕ ПЯТНА

Основные данные

Солнечные пятна — это темные участки на поверхности Солнца, состоящие из более темной центральной части, называемой тенью, и окружающей тень более светлой части, называемой полутенью (рис. 36). Тень почти не имеет структуры, однако в ней была обна-

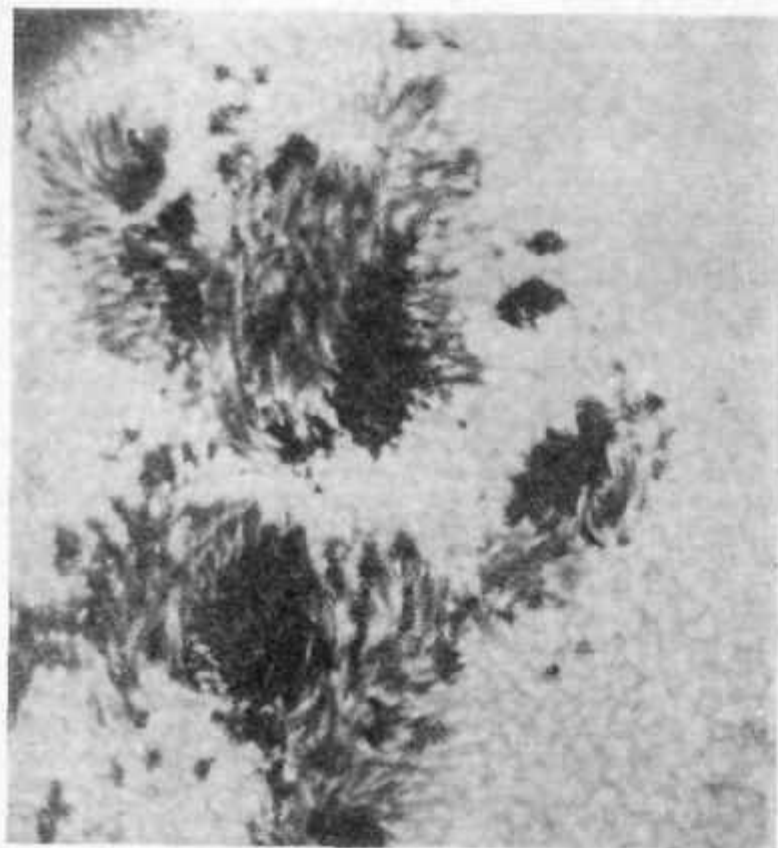


Рис. 36. Снимок солнечных пятен, полученный с аэростата. На снимке отчетливо видны детали структуры, упоминаемые в тексте.

ружена грануляция. При хороших атмосферных условиях видно, что полутень состоит из групп мелких волокон, ориентированных радиально по отношению к центру тени. Отношение диаметра полутени d_u к диаметру тени d_t почти не зависит от размера пятна (если только пятно не слишком мало и не слишком велико) и равняется $d_u/d_t \approx 2,4$. Для крупных пятен это отношение меньше. У хорошо развитых пятен полутень иногда бывает окружена светлым кольцом, яркость которого на 2—3% больше яркости фотосферы. Диаметры



Рис. 37. Две большие группы пятен.

солнечных пятен заключены в пределах от нескольких тысяч до нескольких десятков тысяч километров. Большая группа пятен (рис. 37) может иметь протяженность более 100 000 км. Форму внешней поверхности пятна можно вывести из прямых наблюдений; из наблюдений было сделано заключение, что пятно представляет собой неглубокую впадину. Образование группы солнечных пятен начинается с появления маленького пятна или поры между гранулами. Обычно вслед за первой порой появляются другие, и начинается развитие группы пятен. Новая группа может либо исчезнуть через несколько часов, либо развиться в большую группу, подобную изображенным на рис. 37.

Число пятен на Солнце не всегда одинаково. В качестве меры числа пятен, видимых в данный момент на поверхности Солнца, употребляется введенное Вольфом «относительное число пятен»

$$R = k(10g + f), \quad (1)$$

где f — число отдельных пятен, а g — число групп пятен. Множитель k определяется для каждого отдельного наблюдателя и (или) инструмента; он служит для редукции получаемых величин к общепринятой шкале. Числа Вольфа определяются на протяжении более двухсот лет и оказались очень полезными. Солнечные пятна участ-

вуют во вращении Солнца, и их видимое число, естественно, изменяется с 27-дневным периодом; поэтому целесообразно использовать 27-дневные средние. На рис. 38 приведена кривая изменения средних чисел пятен за время с 1700 по 1960 г. Ясно видно, что

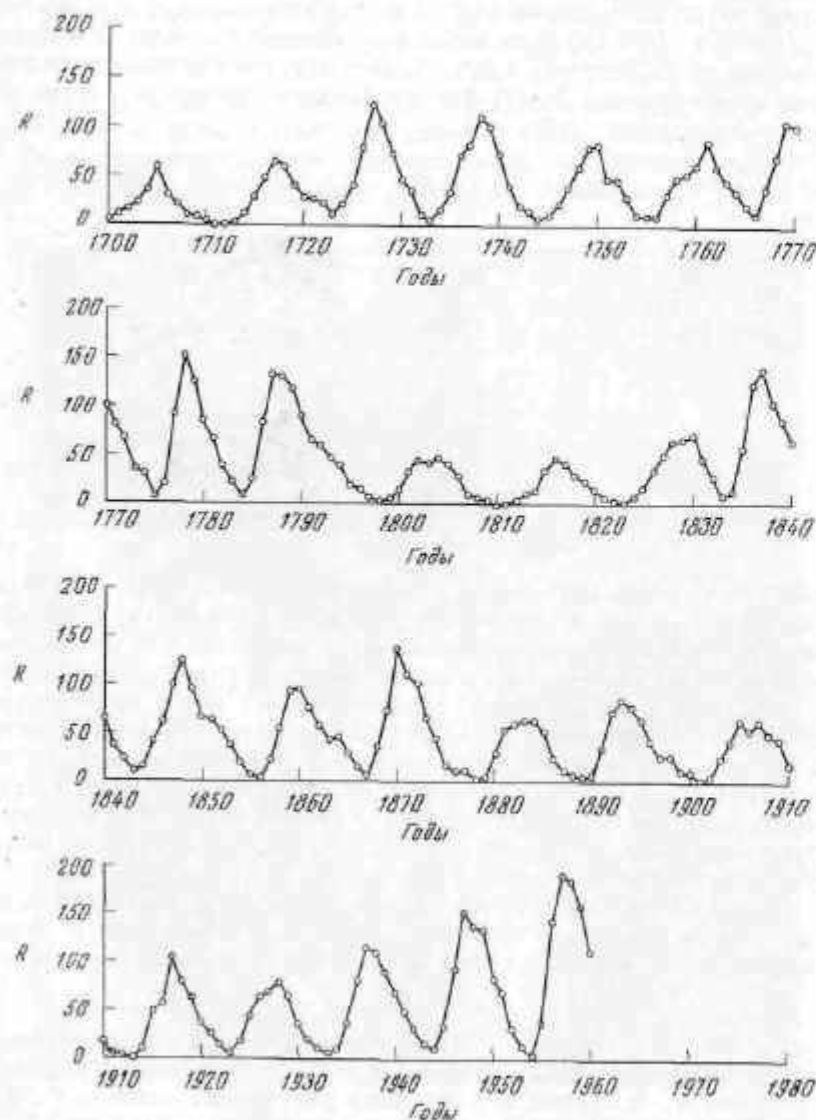


Рис. 38. Относительные числа пятен начиная с 1700 г. [15].

число пятен испытывает периодические изменения. Периоды, когда солнечных пятен (в течение нескольких месяцев) очень мало, называются минимумами пятнообразовательной активности. В максимумах пятнообразования на диске бывает по десять и более групп пятен. Средний период, разделяющий два последовательных максимума, равняется примерно 11,2 года, но цикл солнечной активности

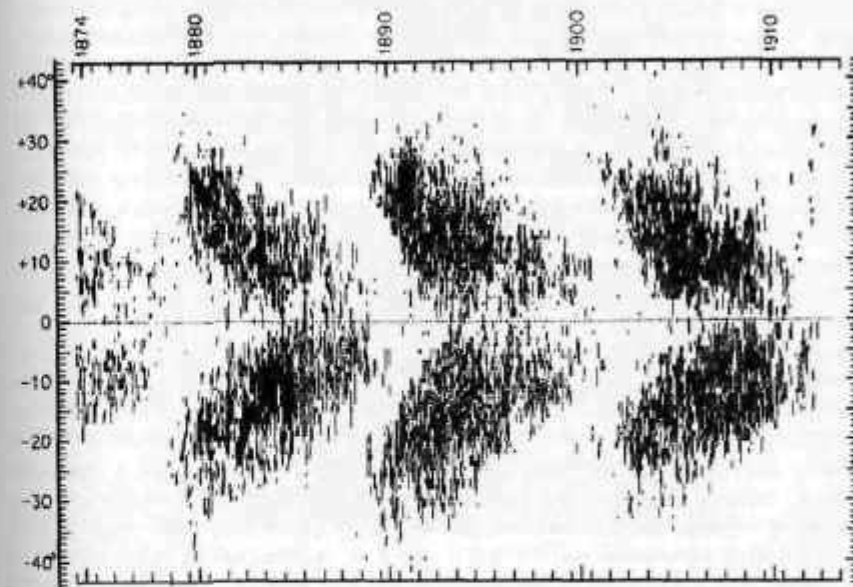


Рис. 39. «Бабочки Маундера» — диаграмма, показывающая распределение центров пятнообразования по широте [16].

несимметричен: от максимума до минимума проходит в среднем 67, года, а от минимума до максимума — 4,6 года.

Расположение солнечных пятен на диске не всегда одинаково. Большая часть пятен находится в двух зонах шириной приблизительно 15—20°, параллельных экватору и не выходящих за пределы широт $\pm 45^\circ$. Положение зон солнечных пятен изменяется с фазой цикла солнечной активности. Следует подчеркнуть, что изменяется широта мест появления пятен; сами пятна за время своего существования (около месяца) перемещаются очень мало. В самом начале цикла пятна возникают на широтах $\pm 30^\circ$, а вблизи эпохи максимума — на широтах $\pm 15^\circ$. Последние пятна цикла появляются на широтах около $\pm 8^\circ$. Это хорошо видно на рис. 39, где изображены так называемые «бабочки Маундера» — диаграмма зависимости

широты пятен от времени. Закономерности перемещения зоны пятен сформулированы в законе Шпёрера, который графически представляется «бабочками Маундера».

Физические характеристики отдельного солнечного пятна

Солнечные пятна обладают магнитными полями с напряженностью от нескольких сотен до нескольких тысяч гаусс. Установление этого факта (Хэл, 1908) было, пожалуй, открытием, наиболее важным для понимания природы пятен. Измерение магнитных полей пятен основано на использовании эффекта Зеемана. Как следует из классической физики, для наблюдателя, смотрящего вдоль направлений магнитного поля, спектральная линия разделяется на две составляющие, поляризованные по кругу в противоположных направлениях, каждая из которых смещена на $\delta\lambda$ по отношению к нормальному положению линии. Смещение равняется

$$\delta\lambda = 4,7 \cdot 10^{-3} g \lambda^2 B, \quad (2)$$

где g — фактор Ланде, B — магнитная индукция в гс, а длины волн измеряются в см. Для наиболее часто используемых линий (линии нейтрального железа в красной части спектра) и условий, обычно имеющих место в солнечном пятне, магнитное расщепление $2\delta\lambda$ может достигать $0,1 \text{ \AA}$. Зеемановское расщепление линий в спектре пятна можно видеть на рис. 40. Ориентация магнитного поля пятна изображена схематически на рис. 41. Распределение углов между направлением магнитного поля и нормалью можно приблизительно представить выражением $\theta = (r/b) \cdot 90^\circ$, где r — расстояние от центра пятна, а b — расстояние от внешнего края полутени. На границе между тенью и полутенью $\theta \approx 25^\circ$.

Таким образом, при наблюдениях пятен вблизи центра солнечного диска удобно использовать продольный эффект Зеемана, а при наблюдениях вблизи края диска — поперечный эффект Зеемана*. Кроме того, при анализе данных наблюдения пятен, расположенных в разных частях диска, следует помнить о перспективном искажении вида магнитного поля, а также о том, что линии образуются на различных высотах. Распределение напряженности поля в пятне можно приблизительно представить в виде

$$B(r) = B_a \left(1 - \frac{r^2}{b^2}\right), \quad (3)$$

* В простейшем случае продольный эффект Зеемана состоит в расщеплении спектральной линии на две компоненты, поляризованные по кругу в противоположных направлениях. При наблюдении поперек поля (поперечный эффект Зеемана) наблюдаются три линейно поляризованные компоненты; плоскость поляризации средней компоненты перпендикулярна плоскости поляризации крайних. — Прим. ред.

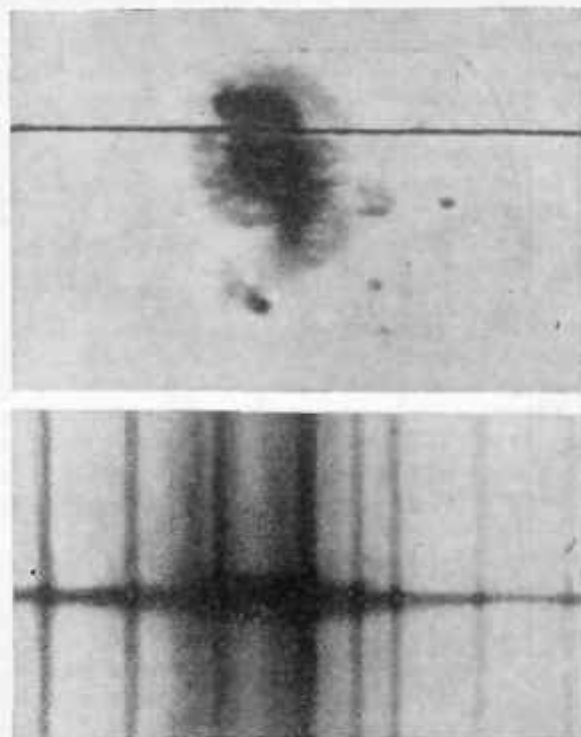


Рис. 40. Эффект Зеемана в спектре солнечного пятна. В спектре пятна линии расщеплены, а в спектре окружающей фотосферы имеют обычный вид.

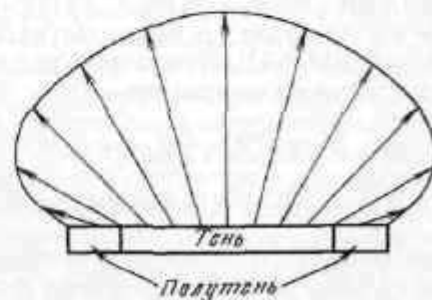


Рис. 41. Схема распределения магнитного поля в солнечном пятне. Разрез сделан вдоль диаметра пятна. Стрелки соответствуют величине и направлению поля.

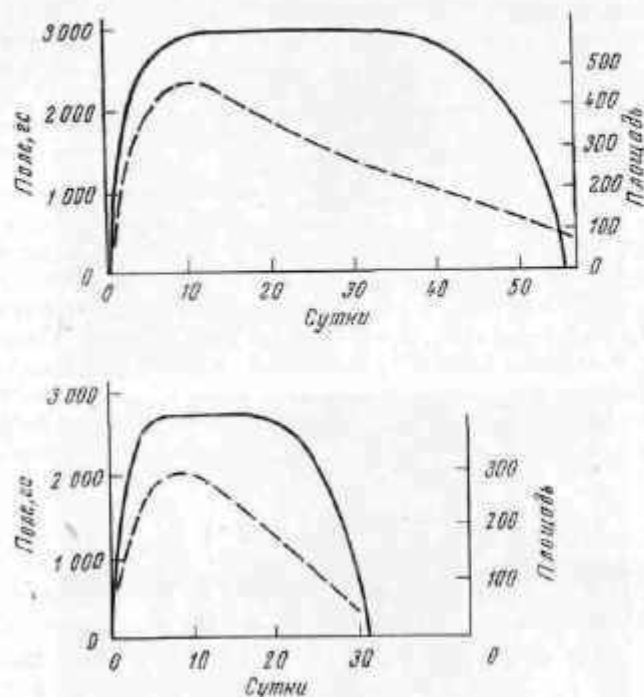


Рис. 42. Изменение со временем магнитного поля в центре солнечного пятна (сплошные кривые) и площади пятна (пунктирные кривые). Напряженность поля измерена в гауссах, площадь пятен — в миллионных долях видимой полусферы Солнца, время — в сутках после появления пятна. Вверху — поле для 55-дневных пятен, а площадь — для 60-дневных; внизу — обе кривые для 30-дневных пятен [18].

где $B_{\text{ц}}$ — напряженность поля в центре пятна (максимальная), а ρ и b имеют тот же смысл, что и выше. Магнитный поток через пятно составляет $\sim B_{\text{ц}} \pi b^2 / 4$. Максимальная напряженность поля связана с площадью пятна соотношением

$$B_{\text{ц}} = 3700 \frac{A}{A+66} \text{ Гс}, \quad (4)$$

где площадь пятна A измерена в миллионных долях видимой полусферы.

История жизни солнечного пятна — изменение максимальной напряженности магнитного поля $B_{\text{ц}}$ и площади пятна A со временем — представлена на рис. 42. Заметим, что максимальная напряженность поля изменяется относительно мало до тех пор, пока не начнется исчезновение пятна. Создается впечатление, что поле затухает

в результате постепенного погружения внешних силовых линий в фотосферу или их подъема в корону, а не вследствие диффузии.

Эта точка зрения подтверждается результатами вычисления продолжительности жизни магнитного поля солнечного пятна по формуле (36) разд. 6.3, выведенной в предположении, что поле затухает вследствие диффузии. Для солнечного пятна $l \approx 3 \cdot 10^8$ см, а $\sigma \approx 3 \cdot 10^{-8}$ электромагнитных единиц, что дает $t_0 \approx 10^3$ лет. Это значение гораздо больше наблюдаемой продолжительности жизни пятен и является сильным аргументом против предположения о диффузии. Таким образом, следует, по-видимому, считать, что солнечное пятно возникает в результате случайного выноса на поверхность Солнца некоего подповерхностного магнитного поля, а исчезает оно потому, что это поле либо погружается обратно в подповерхностные слои, либо поднимается в корону.

Фотометрические наблюдения солнечных пятен дают для отношения интенсивностей полутени и фотосферы $I_{\text{полтн}}/I_{\text{ф}} \approx 0,7$, а тени и фотосферы $I_{\text{тени}}/I_{\text{ф}} \approx 0,3$. Наблюдения с термпарой, т. е. в интегральном свете, дают $I_{\text{полтн}}/I_{\text{ф}} \approx 0,4$ для центра тени. Так как излучение пропорционально T^4 , эффективная температура тени пятна составляет $\sim (0,4)^{1/4} \approx 0,795$ эффективной температуры фотосферы. Если принять для фотосферы эффективную температуру 5750°K , то эффективная температура тени пятна равняется 4600°K с ошибкой в несколько сотен градусов. Это значение согласуется с результатами изучения линий и полос в спектре пятна, который относится приблизительно к типу K0. Напряженность поля тяготения для пятна такая же, как и для всего Солнца, поэтому следует считать, что спектр пятна принадлежит к типу K0V (т. е. спектр звезды главной последовательности, не гиганта). Звезды такого типа имеют температуру около 4900°K . Однако спектральная классификация относится к интегральной интенсивности излучения, получаемого со всего диска, между тем как в центре диска излучение поступает из наиболее горячих слоев. Внеся поправку за этот эффект, мы найдем, что температура, получаемая этим способом, находится в согласии со значением 4600°K , приведенным выше.

Установлено, что распределение энергии излучения по длинам волн и кривая потемнения солнечного диска к краю находятся в достаточно хорошем согласии с предположением о лучистом равновесии в атмосфере Солнца. Следовательно, мы вправе считать пятно холодным участком фотосферы, находящимся по существу в состоянии лучистого равновесия. Было предложено несколько моделей пятна, правильно представляющих основные данные наблюдений, однако эти модели сильно различаются между собой.

Пятно существует достаточно долго, и можно полагать, что между ним и окружающей фотосферой устанавливается равновесие. В состоянии равновесия сумма газового и магнитного давлений

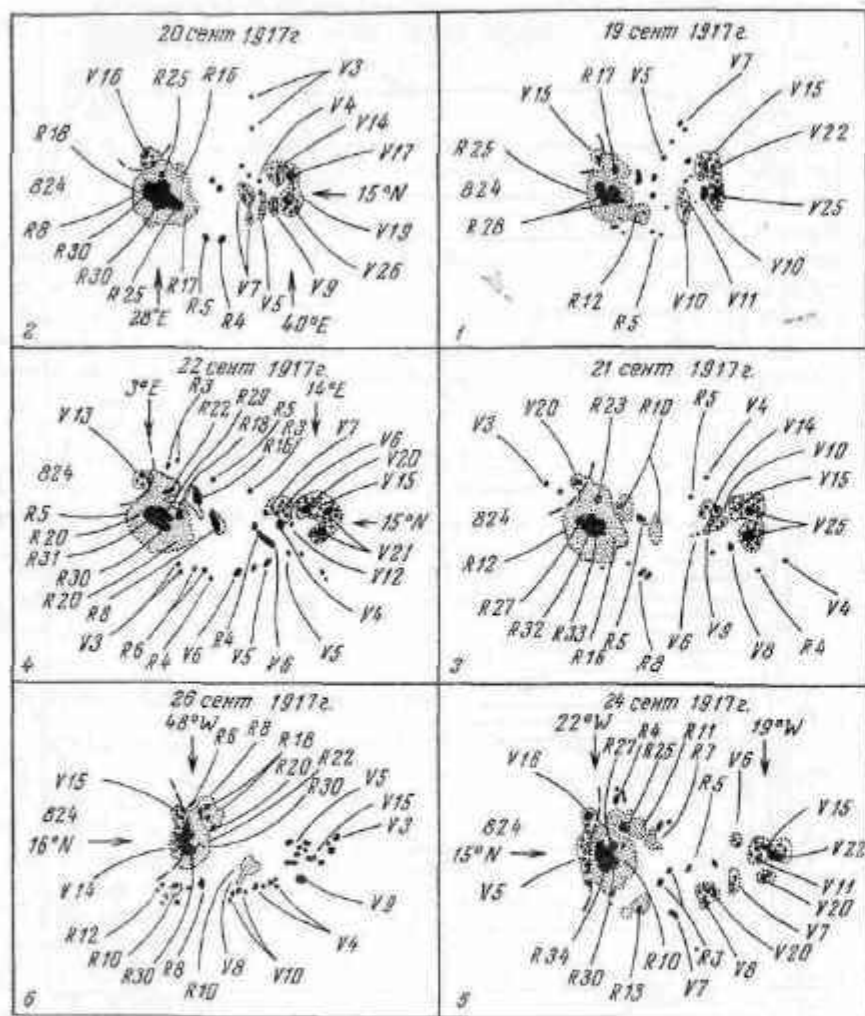


Рис. 44. Распределение напряженности магнитного поля и магнитной полярности в сложной группе пятен. Положительные (направленные к северу) и отрицательные (направленные к югу) поля обозначены соответственно буквами R и V. Напряженность дана в 100 гс. Таким образом, V9 означает поле в 900 гс с отрицательной полярностью [17].

Нередко бывает так, что на участке солнечной поверхности, где имеется магнитное поле, пятна отсутствуют, — какая-то причина помешала их развитию. Это обстоятельство лишь раз подтверждает, что сами по себе солнечные пятна представляют собой лишь

одно из проявлений солнечной активности, «побочный продукт» более важных процессов. Факелы, например, могут служить гораздо более надежным индикатором существования биполярной магнитной области, так как факелы появляются раньше пятен и существуют еще в течение нескольких оборотов Солнца после исчезновения пятен (разд. 6.8).

Пятна p и f в группе типа β имеют противоположные магнитные полярности, подчиняющиеся следующему закону: 1) пятна p имеют противоположные полярности в северном и южном полушариях

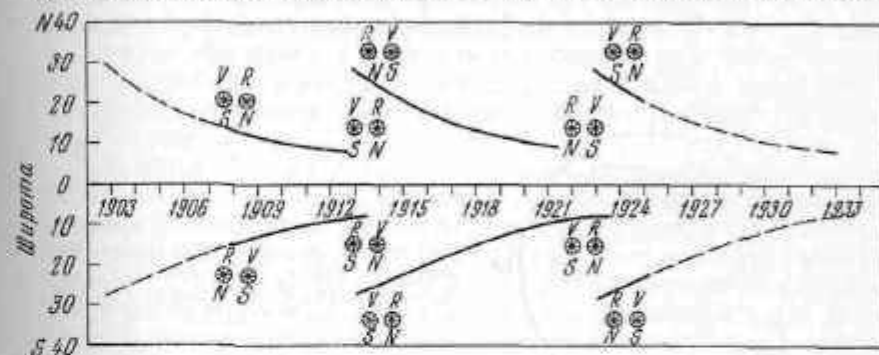


Рис. 45. Закон изменения магнитной полярности солнечных пятен и перемещения зон пятнообразования. Ведущее пятно слева [17].

Солнца, 2) полярность пятен p в каждом полушарии меняет знак с началом нового цикла солнечной активности. Закономерности в изменениях полярности и связь этих изменений с движениями пятен представлены на рис. 45. Поскольку общее магнитное поле Солнца также меняет полярность, очевидно, что полная продолжительность цикла солнечной активности составляет около 22 лет.

Магнитный поток через пятно p в среднем примерно в три раза больше, чем через пятно f . Кроме того, пятна p обычно несколько крупнее, чем пятна f , и существуют дольше. Первопричиной развития группы пятен следует считать биполярную магнитную область. Для биполярных магнитных областей закон полярности, который был сформулирован выше, выполняется лучше, чем для пятен, а магнитные потоки противоположной полярности через части p и f биполярной области одинаковы. Этого и следует ожидать, если описанные явления возникают в результате всплывания из подфотосферных слоев (см. ниже) скрученных в петли магнитных силовых трубок. Таким образом, развитие биполярной магнитной области, отраженное в развитии группы пятен, несомненно, важнее для понимания природы солнечной активности, чем история жизни отдельного пятна. По магнитограммам установлено, что, по-види-

мому, биполярная магнитная область затухает вследствие расширения. Очевидно, что свойства биполярных магнитных областей связаны со свойствами «центров активности», которые будут рассмотрены в разд. 6.8. Отметим, что в группе солнечных пятен наблюдаются разнообразные внутренние движения и что эти движения могут быть существенными для теории хромосферных вспышек.

Теория солнечных пятен

Рассмотрим прежде всего возможные механизмы подъема биполярного магнитного поля из подфотосферных слоев — такой меха-

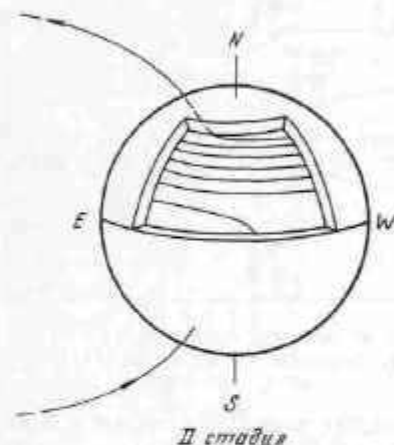


Рис. 46. Бэбковское представление о подповерхностных магнитных полях, усиливаемых дифференциальным вращением Солнца [12].

низм является основой всякой теории солнечных пятен. В последние годы было предложено несколько теорий солнечных пятен, но здесь мы ограничимся кратким изложением теории, развитой Бэбкоком.

В основе теории Бэбкока лежит предположение (стадия I), что Солнце обладает общим магнитным полем типа, изображенного на рис. 35; вблизи полярных шапок общее поле представляет собой поле диполя, а вдали от полюсов заключено в поверхностном слое толщиной $\sim 0,1 R_{\odot}$. Поле вморожено в вещество Солнца, следовательно магнитные силовые линии переносятся при вращении Солнца и вытягиваются из-за дифференциальности этого вращения. В результате (см. рис. 46) поле усиливается (стадия II), причем степень его усиления зависит от широты.

Согласно теории Бэбкока, магнитное поле с напряженностью порядка 250 гс (значение, считающееся критическим) достаточно для того, чтобы после усиления создать «магнитную всплываемость». Усиление поля до $\sim 10^3 \text{ гс}$ происходит вследствие скручивания маг-

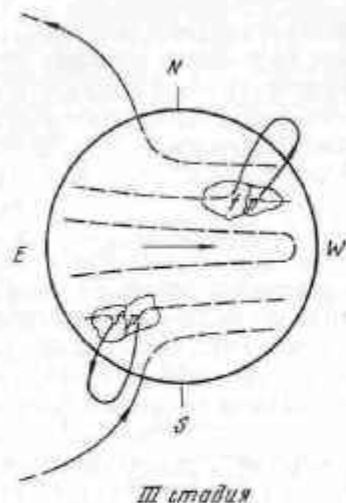
нитных силовых трубок при искажениях, создаваемых конвекцией на поверхностях постоянной угловой скорости (изотахах). Критическое значение напряженности поля достигается в эпоху n (n измеряется в годах от начала цикла солнечной активности) и на гелиографической широте φ , связанных соотношением

$$\sin \varphi = \pm \frac{1,5}{n+3}. \quad (6)$$

В начале цикла $n = 0$ и формула дает $\varphi = \pm 30^\circ$, как и должно быть; вообще значения широты (на которой в основном возникают в данную эпоху пятна), определяемые по формуле (6), находятся в хорошем соответствии с законом перемещения зон пятнообразования. Скрученные в петли магнитные силовые трубки, по-видимому, неустойчивы, причем причиной неустойчивости может быть само образование петель.

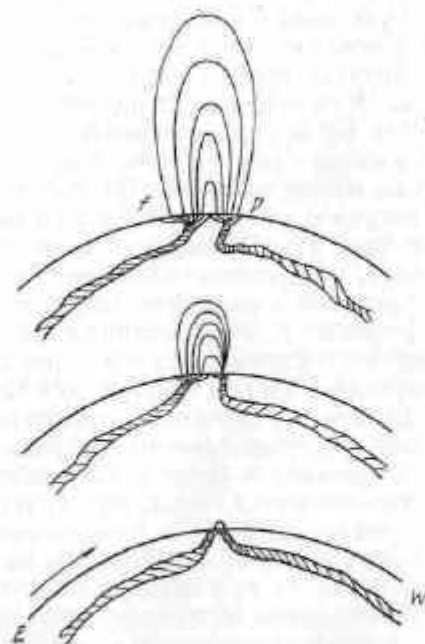
Образование магнитных петель, которые всплывают затем над поверхностью фотосферы (стадия III), — это и есть механизм образования наблюдаемых биполярных магнитных областей. Петли на магнитных силовых трубках могут образоваться вследствие неустойчивости, о которой шла речь в предыдущем разделе, или вследствие магнитного всплывания в областях с большой напряженностью магнитного поля. В предположении постоянства температуры из уравнения (5) следует, что в магнитной области плотность вещества меньше, чем в окружающей фотосфере, и, следовательно, на магнитную область действует направленная вверх архимедова сила. Как показывает подробный расчет, для магнитной области с $B \approx 10^3 \text{ гс}$, приблизившейся к поверхности фотосферы, эта сила становится существенной. Следовательно, здесь могут иметь значение как неустойчивость, так и архимедова сила. В результате образуется доступная наблюдениям биполярная магнитная область (см. рис. 47). Биполярная магнитная область непрерывно расширяется; последовательные этапы ее развития показаны на рис. 48, из которого, в частности, видно, почему пятно p всегда преобладает над пятном f . Этот механизм образования биполярных магнитных областей обеспечивает выполнение закона полярности как для пятен p и f , так и для двух полушарий Солнца.

Остается объяснить обращение поля; эта стадия развития поля — стадия IV — изображена на рис. 49. Магнитные силовые линии расширяющейся биполярной области движутся наружу в общем дипольном поле Солнца. При этом, как показано на схеме, магнитные линии разделяются и соединяются вновь; такой процесс всякий раз сопровождается нейтрализацией какой-то части общего поля. В дальнейшем при продолжении процесса образуется новое общее магнитное поле обратного знака. Все это происходит нерегулярно и «кусочно», и не удивительно, что обращение полярности оканчи-



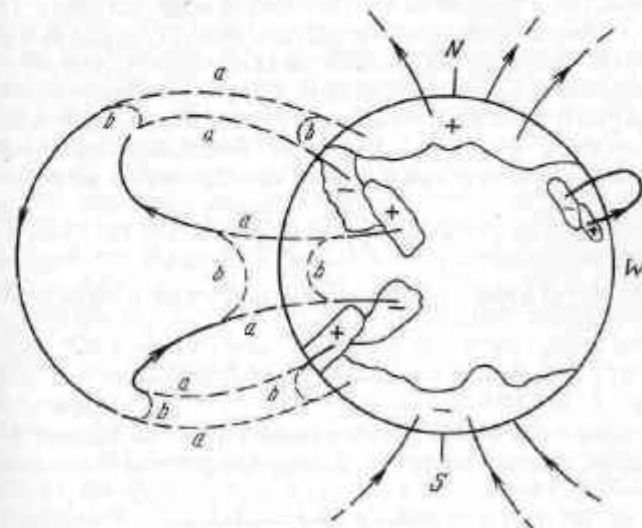
Р и с. 47. Третья стадия процесса возникновения солнечных пятен по Бэбкоку [12]. Пояснения см. в тексте.

Р и с. 48. Эволюция биполярной магнитной области по Бэбкоку. «Время возрастает снизу вверх. Вначале биполярная область имеет небольшую протяженность по высоте, затем распространяется в корону. На среднем рисунке видно, что вследствие дифференциальности вращения биполярная магнитная область движется вперед по отношению к силовой трубке, лежащей под поверхностью фотосферы; по той же причине напряженность поля в части *p* биполярной магнитной области выше, чем в части *f*. На верхнем рисунке расширяющаяся магнитная область достигает короны; в этой стадии постепенно прекращаются явления солнечной активности.



вается в разных полушариях не совсем одновременно. Стадия V повторяет стадию I, за исключением полярности. Затем процесс вновь происходит через стадии II, III и IV и 22-летний цикл завершается.

Итак, теорией Бэбкока объясняются «бабочки Маундера», законы полярности, обращение общего магнитного поля Солнца и расширение биполярных магнитных областей при их затухании. Правда,



Р и с. 49. Обращение полярности общего (дипольного) магнитного поля Солнца по теории Бэбкока. Обращение общего поля происходит вследствие его взаимодействия с расширяющимися силовыми линиями старых биполярных областей. При этом происходит отделение и отрыв поля, участки линий *a* заменяются участками *b* и происходит частичная нейтрализация поля. Продолжение этого процесса приводит к обращению общего поля [12].

она встречает также и некоторые трудности. Прежде всего не известен источник энергии, поддерживающей дифференциальное вращение. Энергия турбулентного движения в водородной конвективной зоне как будто достаточно для возникновения меридиональной циркуляции, которая в свою очередь может создать дифференциальное вращение. Так как энергия турбулентного движения в конечном счете связана с ядерной энергией, генерируемой в недрах Солнца, здесь, по-видимому, не должно быть затруднений со шкалой времени.

В заключение обратимся к вопросу о низкой температуре пятен, которая, по-видимому, естественно вытекает из их магнитной природы. Рассмотрим конвекцию в плоско-параллельном слое вещества,

обладающего высокой проводимостью и находящегося в однородном горизонтальном магнитном поле. На небольшой объем вещества, смещенный адиабатически вверх на расстояние z , действует подъемная сила ((18) разд. 5.1)

$$F_{\text{п}} = \frac{V\rho gz}{T} \left[\left| \frac{dT}{dz} \right|_{\text{стр}} - \left| \frac{dT}{dz} \right|_{\text{ад}} \right]. \quad (7)$$

Поскольку проводимость высока, магнитные силовые линии заморожены в вещество и смещение небольшого объема приводит к их изгибанию. Если рассматривать магнитную силовую линию как упругую струну (разд. 6.2), то магнитная сила, действующая на единицу объема, равняется кривизне силовой линии, умноженной на $B^2/4\pi$. Пусть, например, изгиб на силовой линии имеет форму половины волны синусоиды с длиной волны λ . Тогда кривизна равняется $z(2\pi/\lambda)^2$, и магнитную силу можно представить в виде

$$F_{\text{магн}} = \frac{zB^2V}{4\pi} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2. \quad (8)$$

Отношение подъемной силы к магнитной силе равняется

$$\frac{F_{\text{п}}}{F_{\text{магн}}} = \frac{\lambda^2 \rho g \left[\left| \frac{dT}{dz} \right|_{\text{стр}} - \left| \frac{dT}{dz} \right|_{\text{ад}} \right]}{\pi B^2 T}. \quad (9)$$

Таким образом, эти силы уравниваются для элемента, характеристический размер которого определяется соотношением

$$\lambda^2 = \frac{\pi B^2 T}{\rho g \left[\left| \frac{dT}{dz} \right|_{\text{стр}} - \left| \frac{dT}{dz} \right|_{\text{ад}} \right]}. \quad (10)$$

Используя формулу (24) разд. 5.1, перепишем (10) в виде

$$\lambda^2 = \frac{\pi B^2 H}{\rho g \left[\left(\frac{d \log T}{d \log P} \right)_{\text{стр}} - \left(\frac{d \log T}{d \log P} \right)_{\text{ад}} \right]}. \quad (11)$$

Напомним, что H — высота однородной атмосферы [см. (23) разд. 5.1]. Для водородной конвективной зоны величина, заключенная в скобках, равняется примерно 0,1; $g \approx 2.5 \cdot 10^4$; $\rho \approx 10^{-3}$ и $B \approx 10^3$ гс. Это дает $\lambda \approx 10^3$ км.

Итак, движения элементов с характеристическим размером меньше 10^3 км подавляются магнитным полем. То обстоятельство, что магнитное поле солнечного пятна не горизонтально, не имеет решающего значения, так как конвекция предполагает существование некоторой ячеистой структуры. Таким образом, магнитные силовые линии изгибаются и конвекция в конце концов подавляется. Следовательно, уравнение (11) позволяет дать качественное объяс-

нение низкой температуре солнечных пятен и вместе с тем показывает, почему некоторые биполярные магнитные области не создают пятен. Если напряженность поля недостаточно велика, то конвекция не подавляется и пятна не возникают. Очевидно, что в тех случаях, когда магнитное поле сильно препятствует конвекции, оно должно влиять также и на механическое равновесие.

В пятне высота однородной атмосферы должна быть меньше, чем в соседней фотосфере, следовательно давление на поверхности пятна меньше, чем на поверхности невозмущенной фотосферы. Возможно, что именно этим объясняется некоторое понижение солнечной поверхности над пятнами. Горизонтальные движения, по-видимому, ограничиваются магнитным полем, а эффект Эвершеда может быть связан с неуравновешенностью давлений. Судя по резкости границы тени, солнечное пятно — относительно неглубокое образование. Это подтверждается также тем, что в верхней части водородной конвективной зоны (но значительно ниже фотосферы) плотность энергии турбулентных движений и плотность магнитной энергии приблизительно равны между собой. Значительно ниже этой области магнитное поле вряд ли в состоянии воздействовать на конвекцию. Светлые кольца вокруг солнечных пятен естественно объясняются тем, что энергия отводится от места, занятого пятном.

Попытаемся объяснить различие между тенью и полутенью. Как показывают эффект Эвершеда и распределение магнитного поля в пятне (рис. 41), основное различие между тенью и полутенью заключается, по-видимому, в величине напряженности поля (в полутени она меньше) и его направлении (поле по существу вертикально в тени и почти горизонтально в полутени). Более слабые магнитные поля меньше препятствуют конвекции, чем сильные, и мы приходим к согласию с данными наблюдений.

Было высказано предположение, что форма элемента конвекции изменяется в зависимости от ориентации магнитного поля и что в горизонтальном поле элементы конвекции представляют собой удлинненные ячейки, большие оси которых направлены вдоль магнитного поля. По аналогии с обычной грануляцией кажется разумным отождествить яркие волокна, наблюдаемые в полутени, с поднимающимися элементами, а темные волокна — с опускающимися. Все остальные модели полутени, предложенные до сих пор, оказались несостоятельными.

6.5. ФАКЕЛЫ

Терминология

Изучению факелов несколько мешает путаница в определениях и названиях, относящихся к этим образованиям. Раньше слово «факелы» относилось только к ярким областям, видимым в белом

свете вблизи края солнечного диска (см. рис. 50). Теперь эти области называют фотосферными факелами. Яркие площадки на спектрогелиограммах в свете линий К или Н α (рис. 19 и 20) называют хромосферными факелами (chromospheric faculae, или plages faculaires, или просто plages). Термин «хромосферные факелы» эквивалентен «ярким флоккулам» или просто «флоккулам» (foculi).

Поскольку мы, по-видимому, можем выделить физическую сущность, ответственную за описанные выше явления, мы даем ей наименование «факел». Если это необходимо, факел можно подразделять на фотосферную и хромосферную части, или фотосферный и хромосферный факелы. Мелкие яркие и темные площадки в факеле называют узелками.

Структура факелов и их связь с другими явлениями

Солнечные пятна всегда сопровождаются факелами, но факелы могут существовать и без пятен. Факелы появляются раньше пятен и обычно сохраняются в течение нескольких оборотов Солнца после их исчезновения. Распределение факелов по широте приблизительно совпадает с распределением пятен, но факелы встречаются в несколько более широком поясе, нежели пятна. Упомянем, кстати, что существуют полярные факелы; эти короткоживущие ($\sim 0,5$ час) округлые образования ($d \approx 2000$ км) располагаются на широтах $\pm 70^\circ$. Поскольку, как мы увидим ниже, факелы тесно связаны с магнитными полями, существование полярных факелов может быть обусловлено либо общим магнитным полем Солнца, либо полярным полем, проявляющимся в полярных лучах.

В белом свете факелы можно видеть только вблизи края солнечного диска, а в центре диска их невозможно отличить от фотосферного фона. Это означает, что 1) верхние части факелов ярче окружающей фотосферы, 2) нижние части факелов холоднее окружающей фотосферы, 3) факелы не находятся в состоянии лучистого равновесия. Таким образом, сразу возникает вопрос об источнике энергии, поддерживающей факелы. На поверхности фотосферы избыток яркости факела по сравнению с фоном соответствует разности температур около 100°.

Хромосферный факел обычно немного больше фотосферного. Хромосферные факелы хорошо видны в свете сильных линий водорода и линий металлов. Снимая в линиях различной интенсивности или в различных частях одной и той же линии, мы получаем спектрогелиограммы, относящиеся к различным уровням солнечной атмосферы. На рис. 51 изображен профиль линий К ($\lambda 3934$ Ca II); он складывается из компонент K_1 , K_2 и K_3 . Компонента K_3 образуется в самых высоких слоях, K_2 — ниже, K_1 — еще ниже. Факелы имеют наибольшую яркость на спектрогелиограммах в свете K_3 ; на этих

спектрогелиограммах, а также в свете центров других сильных линий факелы располагаются над солнечными пятнами (закрывая их). Факелы связаны с магнитными полями — биполярными магнитными областями (рис. 52), напряженность которых $B > 20$ гс.

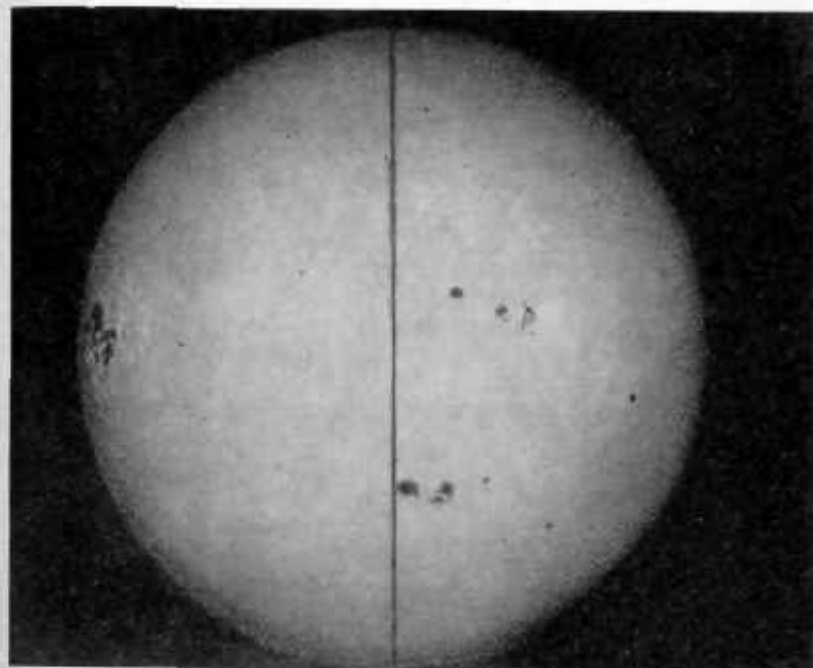
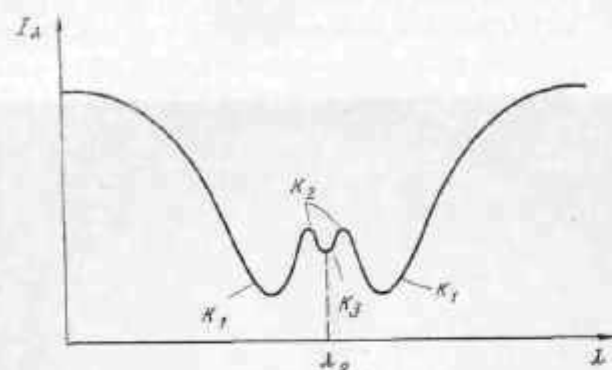
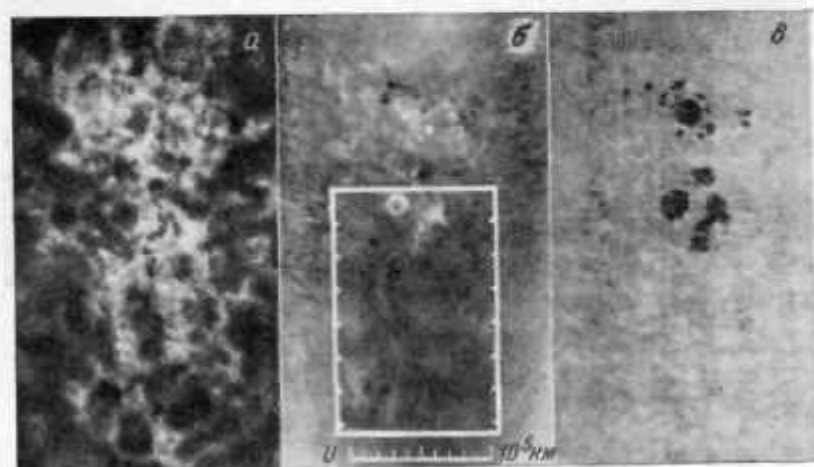


Рис. 50. Снимок Солнца в интегральном белом свете (фотогелиограмма). Видны факелы (вблизи края солнечного диска), потемнение диска к краю и группы пятен.

Факел представляет собой сеть крупных узелков, которые в свою очередь состоят из факельных гранул. Эти образования (хромосферная сетка, крупные узелки и гранулы) можно видеть и на невозмущенных участках хромосферы. Различие между спокойной хромосферой и факелом состоит, по-видимому, в том, что в факеле плотность ярких элементов (гранул и узелков) выше, чем в невозмущенной хромосфере. Эта точка зрения подтверждается эволюцией факела. Вначале яркие узелки собраны в компактные образования, но с течением времени эти образования становятся все более разреженными. Факел становится клочкообразным и постепенно рас-



Р и с. 51. Профиль линии КСa II.



Р и с. 52. Фотографии, показывающие тесную связь между хромосферными факелами и магнитным полем. *а* — спектрограмма в свете линии $K(K_2)Ca II$; *б* — карта магнитного поля (полученная путем использования эффекта Зеемана и «фотографического вычитания»), на которой светлые участки соответствуют положительной полярности, а темные — отрицательной полярности; *в* — соответствующая группа солнечных пятен. Рисунок дает возможность убедиться в близком соответствии между тонкой структурой магнитного поля на выделенном участке карты и структурой хромосферы на спектрограмме в свете $Ca II$ [24].

творяется в нормальной хромосферной сетке. Этот процесс протекает довольно плавно и непрерывно; не было случая, чтобы факел исчез внезапно.

Теория факелов

Большинство фактов, приведенных выше, указывает, что факелы образуются вследствие усиления процессов, обычно нагревающих хромосферу. Здесь должны играть важную роль магнитные поля (см. рис. 52) — существует тесная корреляция между структурой магнитного поля и структурой факела.

В разд. 5.1 был описан процесс «осаждения» механической энергии в хромосфере и нагревания последней. Чтобы объяснить качественно, откуда берется энергия факела, заметим, что появление магнитного поля усиливает генерацию звуковых волн в водородной конвективной зоне и способствует избыточному «осаждению» их энергии в хромосфере. А магнитное поле в хромосфере возникает в результате всплывания биполярной магнитной области.

6.6. ХРОМОСФЕРНЫЕ ВСПЫШКИ

Основные сведения

Хромосферная вспышка — внезапное кратковременное увеличение яркости на небольшом участке поверхности Солнца в окрестности солнечных пятен. Хромосферные вспышки обычно происходят вблизи групп пятен типа γ , т. е. мультиполярных групп (часто одновременно с изменениями в структуре группы). Вспышки видны лучше всего в свете линии $H\alpha$, но в некоторых редких случаях их можно видеть и в белом свете. Вспышки представляют интерес по многим причинам:

1. Хромосферные вспышки коррелируют (по-видимому, через посредство корпускулярного излучения) с возмущениями в земной ионосфере и в магнитном поле Земли. Они же являются причиной полярных сияний и (или) перерывов в коротковолновой радиосвязи на дальние расстояния.

2. С хромосферными вспышками связано возникновение спорадического радиоизлучения, ультрафиолетового излучения, рентгеновского излучения и космических лучей.

3. Явления, подобные хромосферным вспышкам, наблюдаются также и на других звездах. Хотя термин «вспышка» подразумевает усиление видимого излучения, вполне возможно, что основными являются процессы, приводящие к испусканию частиц высокой энергии и коротковолнового излучения.

Вспышки — не редкое явление. Число вспышек (балла 1 и выше), происходящих в течение суток, равняется, грубо говоря, $R/25$,

где R — относительное число солнечных пятен. Если $R \approx 100$, то вспышки происходят каждые 6 час. Число вспышек балла 1 примерно на порядок больше, чем число вспышек балла 3. Часто наблюдается несколько вспышек подряд на одном и том же месте солнечной поверхности. Более тщательное изучение показывает, что частота вспышек зависит от площади A группы солнечных пятен и от скорости изменения этой площади dA/dt . Поскольку, по-видимому, вспышка всегда располагается не дальше 100 000 км от группы пятен; распределение вспышек по диску Солнца совпадает с распределением пятен. Заметим, что существуют субвспышки (балл 1—) и еще более слабые, но довольно частые микровспышки.

Хромосферные вспышки классифицируются в соответствии с их площадью и яркостью; им присписывается балл 1—, 1, 2, 3 или 3+ (в порядке возрастания интенсивности явления). Вспышки балла 3 и особенно 3+ обычно сопровождаются геофизическими эффектами. Наблюдать вспышки очень трудно вследствие их малой продолжительности. Вспышка балла 3+ длится в среднем 3 час, а вспышка балла 1— около 20 мин. Развиваются все вспышки примерно одинаково. Происходит быстрый подъем к максимальной интенсивности, которая сохраняется очень недолго, а затем медленное возвращение к прежней яркости. Наблюдения вспышек ведутся обычно в свете линии $H\alpha$. Однако по мере развития вспышки ширина и профиль этой линии меняются, поэтому интерпретация результатов наблюдений отнюдь не простая задача.

На рис. 53 показано развитие хромосферной вспышки. Обычно она имеет сложную форму и волокнистое строение. Во время вспышки часто увеличивается яркость уже существовавших деталей хромосферной структуры — хромосферной сетки — и создается впечатление, что отдельные части этой сетки постепенно «активируются». Вспышки не вызывают значительных изменений в структуре хромосферы. Площадь типичной хромосферной вспышки имеет порядок 10^{19} см².

В видимой области спектр хромосферной вспышки содержит многочисленные линии и не особенно отличается от спектра хромосферы на краю солнечного диска (спектра «вспышки»); в нем преобладают линии излучения водорода, гелия и ионизованного кальция. Полагают, что во время вспышки усиливается солнечное излучение в ультрафиолетовой области, однако никакого усиления линии водорода $L\alpha$ ($\lambda 1216 \text{ \AA}$) не наблюдалось. Вспышки, как известно, создают рентгеновское излучение, достаточно интенсивное для того, чтобы вызвать ионосферные эффекты. Ультрафиолетовое и рентгеновское излучения Солнца были рассчитаны теоретически; результаты вычислений рассматриваются в разд. 7.1. Иногда вспышки сопровождаются генерацией солнечных космических лучей; известно также, что во вспышках образуется He^3 .

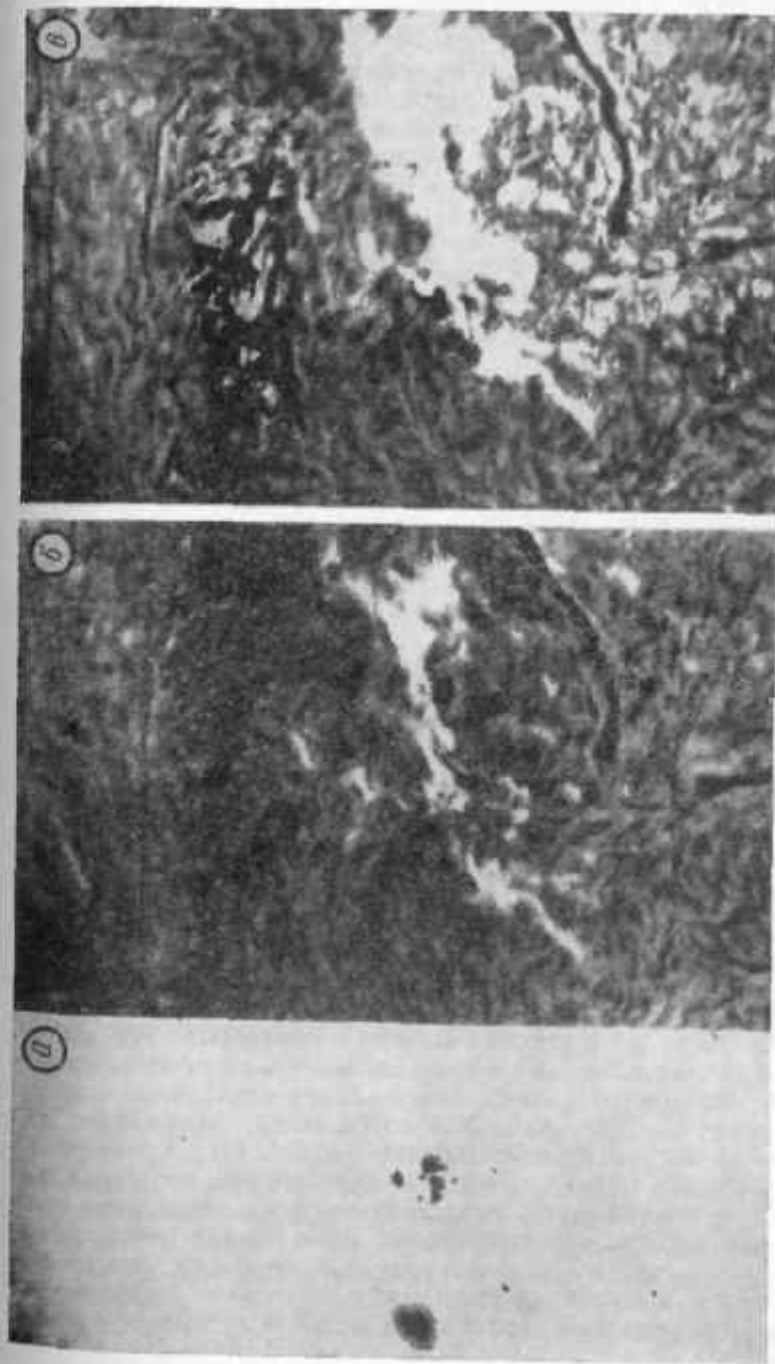


Рис. 53. Развитие хромосферной вспышки на Солнце. а — снимок группы пятен в белом свете; б — снимок вспышки в свете $H\alpha$, полученный через 11 мин; в — снимок вспышки в свете линии $H\alpha$, полученный через 22 мин. Следует обратить внимание на структуру хромосферы.

Как установлено ракетными измерениями, во время вспышек Солнце излучает частицы довольно высоких энергий. Наблюдаемая (в видимой области спектра) энергия хромосферной вспышки может достигать $\sim 10^{27}$ эрг/сек в течение 10^3 сек, т. е. полный выход энергии составляет 10^{30} эрг. Энергия корпускулярного излучения по различным оценкам получается равной от 10^{29} до 10^{32} эрг.

Энергия, излучаемая в виде радиоволн и космических лучей, пренебрежимо мала, тем не менее удовлетворительной может быть только та теория хромосферных вспышек, которая объясняет возникновение радиоизлучения и космических лучей (7.6). Высота вспышек также имеет значение для их теоретической интерпретации. Сведения о высотах вспышек могут быть получены путем статистической обработки данных о площадях вспышек, а также из наблюдений вспышек на краю солнечного диска. Установлено, что вспышки — невысокие образования, располагающиеся в верхних слоях хромосферы или в нижних слоях короны. Еще две особенности спектра, связанные со вспышками: «усы» — протяженная эмиссия, главным образом в крыльях линий, и «бомбы Эллемана». Бомбы Эллемана имеют большие размеры и большую продолжительность жизни, чем усы; их основной эффект состоит в увеличении яркости непрерывного спектра около линии H α .

Движение вещества и связанные с ним эффекты

Вблизи вспышки часто происходят выбросы солнечного вещества. Чаще всего наблюдаются вспышечные выбросы (surges). Вспышечный выброс, вылетев из Солнца, постепенно уменьшает свою скорость, причем величина его отрицательного ускорения совпадает с ускорением силы тяжести, затем падает обратно. На спектрограмме вспышечный выброс появляется в виде темного сгустка, смещенного в фиолетовую сторону, затем становится невидимым (при скорости, равной нулю, он сливается с наблюдаемой спектральной линией, обычно это линия H α) и наконец появляется вновь, но теперь сгусток смещен уже в красную сторону. Скорости вспышечных выбросов достигают 500 км/сек. Выбросы обычно возникают в пределах 100 000 км от места вспышки. Наблюдаемые на краю солнечного диска вспышечные выбросы имеют вид короткоживущих протуберанцев, взлетающих над Солнцем на высоты порядка 100 000 км (рис. 54).

Вспышечные выбросы часто наблюдаются по несколько раз на одном и том же месте. Как показывают наблюдения на краю диска, они поднимаются под самыми разными углами и возвращаются на Солнце по тому же самому пути (иногда искривленному). На траектории вспышечных выбросов часто оказывают влияние расположенные поблизости волокна — траектории как

бы отражают форму волокон (т. е. протуберанцев, видимых в проекции на диск Солнца, см. разд. 6.7). Вероятность появления вспышечных выбросов увеличивается с возрастанием балла вспышки. Создается впечатление, что как волокна, так и вспышечные

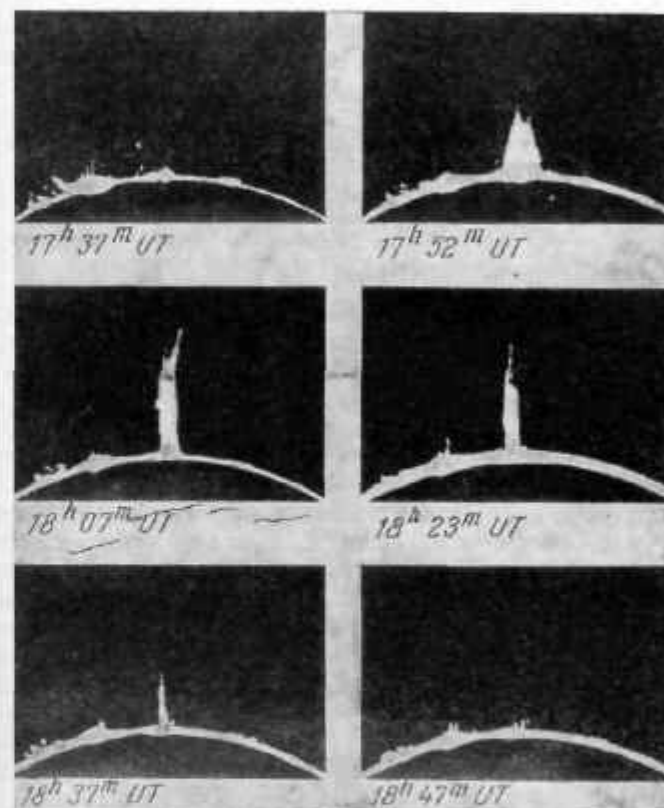


Рис. 54. Последовательные снимки, показывающие развитие вспышечного выброса 12 июня 1946 г.

выбросы находятся под действием одного и того же силового поля (вероятно, магнитного).

Появление хромосферной вспышки оказывает воздействие на уже существовавшие поблизости волокна, причем это воздействие проявляется по-разному. Бывает, что волокно, находящееся близко к большой вспышке, остается незатронутым, в то

время как волокно, расположенное на довольно большом расстоянии от слабой вспышки, испытывает сильные возмущения. Мы не будем обсуждать здесь эти явления, отметим только, что возбуждение волокон обусловлено, по-видимому, не излучением, а частицами или волнами, распространяющимися вдоль магнитного поля.

И, наконец, наблюдаются еще быстрые вспышечные выбросы (Flare ruffs), которые, вероятно, связаны со стремительным расширением вспышки в начале ее развития. Этим они отличаются от обычных вспышечных выбросов, которые могут происходить в течение всего времени существования вспышки. Скорости быстрых вспышечных выбросов достигают $\sim 10^3$ км/сек, т. е. превосходят скорость ускользания.

Теория хромосферных вспышек

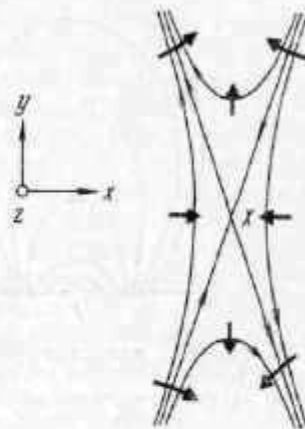
Вполне возможно, что на некоторых звездах ядерные реакции протекают близко под поверхностью, и можно было бы предположить, что хромосферные вспышки на Солнце обусловлены ядерными реакциями. Однако плотность вещества в верхней хромосфере и нижней короне (место возникновения вспышек) настолько низка, что трудно себе представить, чтобы там могли начаться ядерные реакции.

Существуют веские доказательства в пользу магнитного происхождения хромосферных вспышек. Ядерная энергия, согласно сказанному выше, исключается, энергия гидродинамического движения оказывается недостаточной, в то время как магнитные поля (согласно $B^2/4\pi$) могут обеспечить энергию 10^3 эрг/см³, выделяющуюся во вспышке, если B имеет порядок нескольких сотен гаусс. Значение 10^3 эрг/см³ было получено в предположении, что толщина вспышки 10^8 см, площадь 10^{18} см², а полная энергия 10^{30} эрг. Если допустить, что полная энергия вспышки достигает 10^{32} эрг, то напряженность магнитного поля B должна измеряться тысячами гаусс. Как было упомянуто выше, хромосферные вспышки наблюдаются вблизи сложных групп пятен обычно тогда, когда в группе происходят какие-то изменения. Кроме того, магнитные поля способны ускорять частицы до высоких энергий, а эти частицы посредством свободно-свободных переходов могут создавать наблюдаемые фотоны с высокой энергией.

Детально разработанной теории хромосферных вспышек пока не существует, но теория, связывающая их возникновение с нейтральными точками магнитного поля, представляется шагом, сделанным в правильном направлении. Требуется найти механизм возникновения разряда с характеристическим временем порядка нескольких минут. Одно из основных затруднений теории разряда

состоит в том, что токи, генерируемые изменениями магнитного поля, стремятся противодействовать создающим их изменениям; однако в окрестности нейтральной точки типа X (см. рис. 55) дело обстоит, по-видимому, иначе. Рассмотрим идеализированную двумерную задачу. Предположим, что распределение магнитного

Рис. 55. Действие магнитной силы на нейтральную точку типа X (см. текст). Тонкие линии изображают магнитные силовые линии, а короткие жирные стрелки — магнитную силу $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ (по Ландау [3, 2]).



поля вблизи нейтральной точки соответствует току, движущемуся из плоскости чертежа. Предельные силовые линии пересекаются в нейтральной точке типа X. В отсутствие тока предельные силовые линии взаимно перпендикулярны; ток создает магнитную силу $\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$, как показано на рис. 55. Так как проводимость велика, магнитные силовые линии заморожены в вещество, они движутся вместе с ним, и в результате вещество и поле сжимаются в направлении оси x и вытягиваются в направлении оси y . Это уменьшает угол между предельными линиями поля. В нейтральной точке увеличивается плотность тока $j \approx \cot \theta B/4\pi$. Начав с $j = 0$, мы убедимся, что небольшое возмущение приведет к возрастанию j и, возможно, к разряду. В нашей упрощенной модели скорость нарастания разряда пропорциональна $|\nabla B|$.

В действительности ситуация гораздо сложнее рассмотренной (например, действуют градиенты давления), но основная идея теории кажется многообещающей. Отметим, что вблизи нейтральных точек $|\nabla B|$ имеет большие значения. Далее, для того чтобы механизм разряда был эффективен, число соударений должно быть относительно невелико. Это заставляет предполагать, что область разряда находится в верхних слоях хромосферы (в согласии с наблюдениями), где соударения между электронами и ней-

тральным водородом, имеющие большое эффективное сечение, несущественны.

Конфигурация магнитных полей, при которой возникает нейтральная точка, схематически изображена на рис. 56. Конфигурации такого типа могут встречаться вблизи сложных (типа γ)

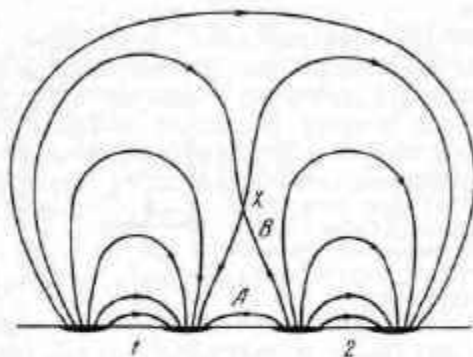


Рис. 56. Схема, иллюстрирующая возможный механизм подъема нейтральной точки типа X в солнечной атмосфере. Нейтральная точка поднимается в результате взаимодействия полей биполярных групп солнечных пятен, обозначенных 1 и 2 [28].

групп пятен; впрочем, магнитные поля обычных биполярных (типа β) групп также могут иметь довольно сложное строение. Малые возмущения, необходимые для начала разряда, вероятно, связаны с внутренними движениями в группе пятен (в согласии с наблюдениями). Таким образом, можно, по-видимому, предполагать, что хромосферная вспышка является следствием магнитного разряда около нейтральной точки магнитного поля.

Были сделаны соответствующие оценки характеристических времен, которые оказались слишком большими. Разряд может создавать разность потенциалов порядка 10^{10} в. Известно, что во вспышках генерируются космические лучи с энергиями 10^9 — 10^{10} эв, они обнаружены наблюдениями с Земли (разд. 8.6). Частицы с высокими энергиями должны выбрасываться также и по направлению к Солнцу, где они, по-видимому, взаимодействуют с более плотным веществом нижних слоев хромосферы, в результате чего возникает наблюдаемое излучение в видимой и рентгеновской областях спектра.

Теория разряда в нейтральной точке может отчасти объяснить также и движения вещества, связанные с хромосферными вспышками, такие, как вспышечные выбросы. В результате разряда магнитные силовые линии, проходившие через нейтральную точку, перестраиваются; например, линия, обозначенная на рис. 56 бук-

вой B, замыкается теперь не так, как до разряда, а подобно линии A. Если представить себе магнитные силовые линии в виде упругих струн, то нетрудно понять, что их перестройка должна повлечь за собой значительные перемещения вещества.

Существуют две примерно равноценные теории хромосферных вспышек. Первая из них аналогична той, которая кратко изложена здесь, — она основывается на разряде в нейтральной плоскости. Вторая ищет причину вспышек в закрученных в петли магнитных силовых трубках. Если такие петли подходят достаточно близко друг к другу, то между ними возникает притяжение, они сближаются еще больше и происходит аннигиляция магнитного поля, порождающая хромосферную вспышку. Обе эти теории испытывают затруднения со шкалой времени, о которых говорилось выше.

В заключение упомянем о радиоизлучении, связанном с хромосферными вспышками. Вспышки сопровождаются радиовсплесками нескольких типов, которые, по-видимому, возникают вследствие колебаний плазмы и (или) синхротронного излучения (так как электроны с энергиями порядка 10^6 эв и больше являются релятивистскими). Мы возвратимся к этому вопросу в разд. 7.6, где описан механизм возникновения радиоизлучения.

6.7. ПРОТУБЕРАНЦЫ

Общее описание протуберанцев

Протуберанцы видны на краю солнечного диска; это яркие, подобные аркам, образования, опирающиеся на хромосферу, но расположенные в короне. Область короны, непосредственно прилегающая к протуберанцу, обычно бывает темнее основного коронального фона. Протуберанцы наблюдаются также в проекции на диск Солнца, в этом случае они имеют вид темных волокон. На рис. 57 можно видеть, как изменяется вид протуберанца по мере его перемещения по диску. Тонкая структура хромосферы около волокна обычно бывает симметричной относительно последнего.

Спектр протуберанца содержит прежде всего линии излучения водорода, гелия и ионизованного кальция; тип спектра указывает на температуру около $20\,000^\circ\text{K}$. Плотность вещества в протуберанцах примерно на два порядка выше, чем в окружающей короне, а температура на два порядка ниже; следовательно, в первом приближении можно считать, что протуберанец и корона находятся в равновесии. Протуберанцы всегда связаны с магнитным полем, это обстоятельство обсуждается ниже более подробно.

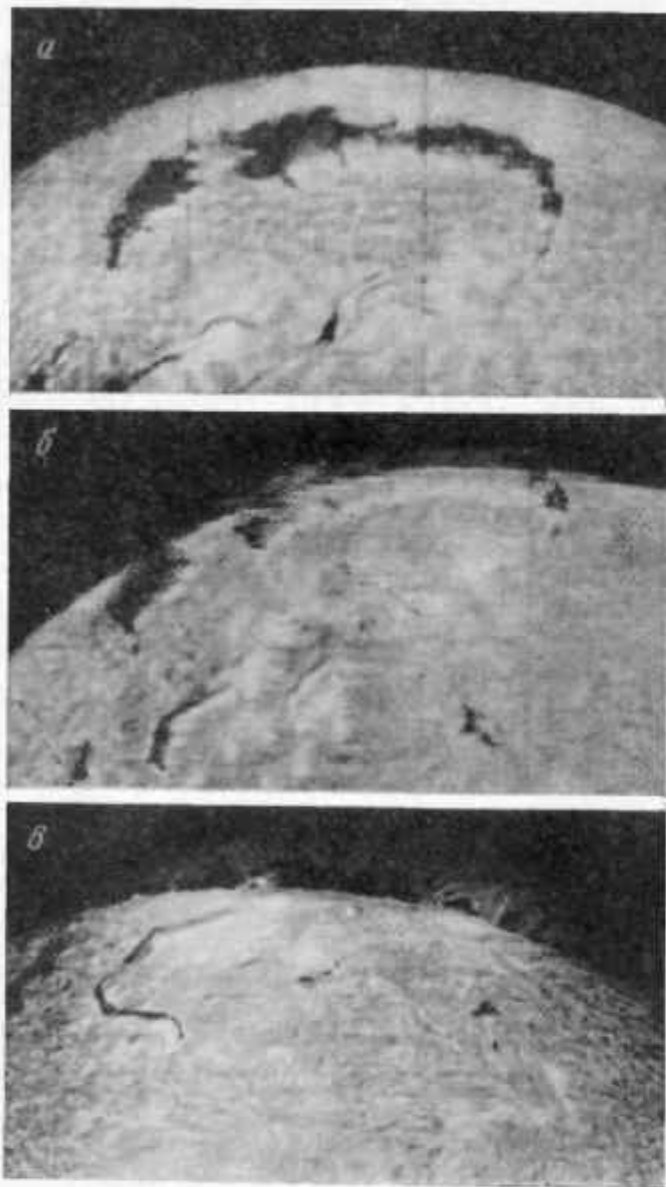


Рис. 57. Последовательные снимки, показывающие связь между волокном и протуберанцем. а — 2 февраля 1959 г.; б — 3 февраля 1959 г.; в — 5 февраля 1959 г. Снимки получены на Медонской обсерватории.

Формы протуберанцев очень разнообразны, и было предложено несколько схем их классификации; мы не будем их здесь рассматривать. Протуберанец в целом, вообще говоря, сохраняет свою форму, но внутри него происходят заметные движения (направленные преимущественно вниз), связанные с его тонкой структурой. Распределение протуберанцев по гелиографической широте и изменения этого распределения с фазой цикла солнечной активности до некоторой степени аналогичны тем, которые свойственны пятнам. Часто создается впечатление, что структурные формы протуберанцев продолжают наружу и переходят в структуру корональных лучей.

Спокойные протуберанцы

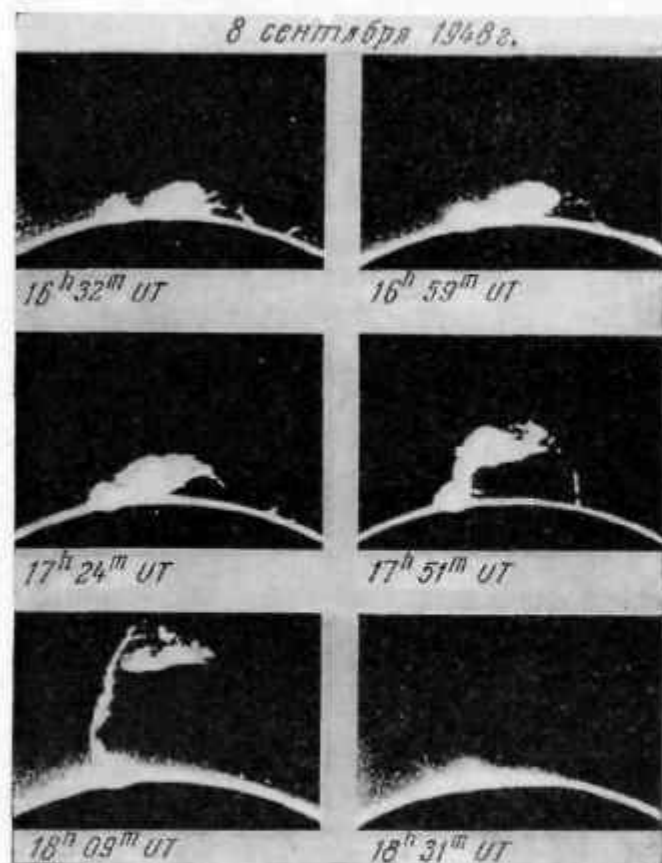
Некоторые (примерно треть общего числа) спокойные протуберанцы связаны с группами пятен. Они обычно появляются с той стороны группы, которая обращена к полюсу, причем конец волокна, как правило, направлен к ведущему пятну. В течение ранней стадии развития группы пятен, когда группа неустойчива и в ней происходят быстрые изменения, спокойных протуберанцев не бывает, — они появляются спустя примерно один оборот Солнца после возникновения первых пятен группы. К этому времени период максимального развития пятен уже давно прошел. Вначале волокно составляет с меридианом угол, близкий к 38° , но дифференциальное вращение Солнца увеличивает этот угол и стремится расположить волокно в направлении запад—восток. Дальнейшее развитие волокна описано в разд. 6.8 как часть истории центра активности.

Остальные две трети спокойных протуберанцев располагаются в зоне солнечных пятен, в факелах, лишенных пятен. Эти протуберанцы, по-видимому, не имеют прямой связи с пятнами. Вероятно, существует небольшая разница между спокойными протуберанцами, возникшими вдали от пятен, и теми, которые образовались около пятен.

Типичное хорошо развитое спокойное волокно имеет толщину 8000 км, высоту 50 000 км и длину 200 000 км. В среднем длина волокна увеличивается на 100 000 км в течение одного оборота Солнца. Форма протуберанца напоминает лезвие, хотя он не прямолинейен и его плоскость не совсем вертикальна.

За время своего существования протуберанец часто совершает крупномасштабные движения. Такая «эруптивная стадия» может протекать по-разному. Протуберанец может подняться и вылететь в пространство (рис. 58). Протуберанец может также опуститься и исчезнуть или стечь в хромосферу вдоль отчетливо выраженных траекторий (рис. 59). Места входа таких потоков в хромосферу часто

совпадают с солнечными пятнами. Вещество может стекать несколько раз по одной и той же траектории. Различные явления, связанные с движениями протуберанцев, были неоднократно зафиксированы

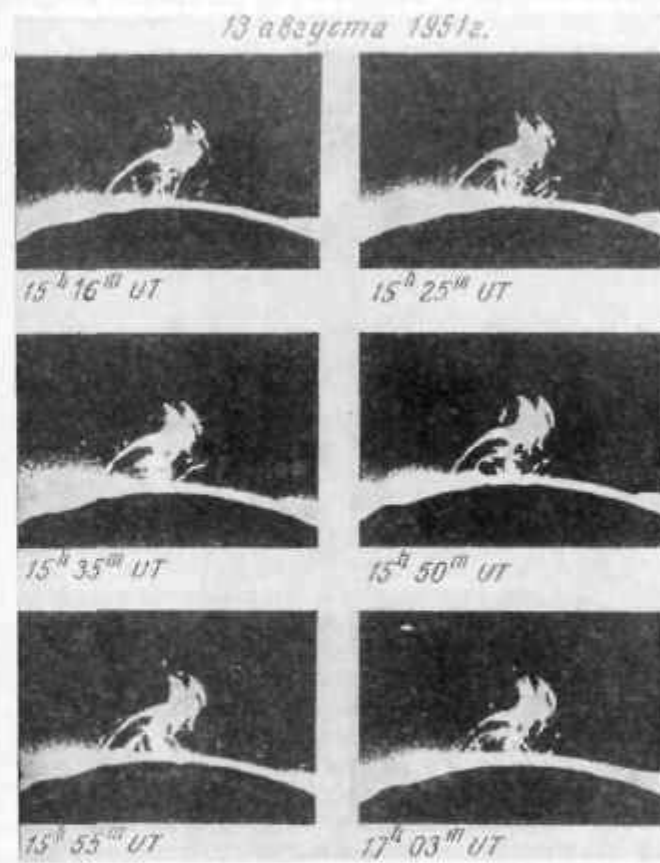


Р и с. 58. Последовательные снимки поднимающегося протуберанца.

на кинолентах. Процесс внезапного исчезновения протуберанца обычно длится в течение нескольких часов. Через несколько дней после внезапного исчезновения протуберанца на его месте обычно появляется новый, имеющий такую же форму, как исчезнувший.

Теория спокойных протуберанцев должна объяснять их возникновение, а также механизм, поддерживающий в течение несколь-

ких оборотов Солнца существование образования с температурой $\sim 10^4$ °К внутри коронального вещества, имеющего температуру $\sim 10^6$ °К. Имеются две основные проблемы:



Р и с. 59. Последовательные снимки, показывающие втекание вещества протуберанца в хромосферу.

1. Должна существовать сила, поддерживающая протуберанцы. Даже если в горизонтальном направлении давления в протуберанце и в короне уравновешены, то в вертикальном направлении гидростатическое равновесие невозможно, так как протуберанец в 100 раз плотнее короны.

2. Должен действовать какой-то механизм, предохраняющий протуберанец от нагревания и полной диссипации в короне. Здесь должно играть большую роль магнитное поле.

Рассмотрим сначала вторую проблему, т. е. если возник протуберанец, то имеется ли какой-нибудь механизм, который мог бы поддерживать его существование? Для ответа на этот вопрос необходимо рассмотреть баланс энергии. Для электрона с энергией, соответствующей корональной температуре, средняя длина свободного пробега в протуберанце примерно на два порядка величины меньше толщины протуберанца. Следовательно, каждый корональный электрон оставляет в протуберанце количество энергии (корональной), равное $\sim kT/2$. Поток коронального газа через протуберанец можно вычислить по обычным формулам без учета магнитного экранирования. Если мы умножим величину этого потока на энергию коронального электрона, то получим грубую оценку количества энергии, поступающей в протуберанец; оно равно $\sim 4 \cdot 10^8$ эрг/см²·сек.

Основным механизмом потери энергии при той температуре, которую имеет протуберанец, является излучение в лаймановском континууме, обусловленное свободно-связанными переходами; единица объема протуберанца излучает в 1 сек количество энергии, равное $5 \cdot 10^{-22} T^{-1/2} N_e^2$ эрг/см³·сек. До тех пор пока протуберанец оптически тонкий, излучение с 1 см² его поверхности равняется произведению количества энергии, испускаемой единицей объема, на толщину протуберанца. Положив $N_e \approx 10^{10}$ см⁻³ и $T_e \approx 10^4$ К, мы найдем, что равновесие достигается при толщине 10 000 км. Это совпадает по порядку величины с наблюдаемой толщиной протуберанцев; если толщина протуберанца меньше, то поглощение преобладает над излучением и протуберанец не может существовать. Протуберанец, по-видимому, не может также иметь толщины, заметно превосходящей приведенное выше значение, иначе он уже не будет оптически тонким в лаймановском континууме и станут существенными эффекты поглощения.

Начальное охлаждение может быть результатом расширения магнитной области; таким образом, для качественного объяснения теплового баланса протуберанца можно использовать магнитное поле, создающее первоначальное охлаждение и, возможно, препятствующее притоку механической энергии из короны. Поскольку протуберанец, по-видимому, конденсируется из коронального вещества, то существование темных областей в короне, окружающих протуберанцы, получает естественное объяснение.

Обратимся теперь к проблеме механической поддержки протуберанцев, но вначале вспомним то, что нам известно о локализации волокон из наблюдений на магнитографе. Устойчивые волокна обычно располагаются либо в биполярной магнитной

области между участками с противоположной полярностью, либо на той стороне биполярной или униполярной магнитной области, которая обращена к полюсу. В последнем случае магнитная область, судя по всему, отталкивает волокно по направлению к полюсу. Связь между волокнами и магнитными областями ясно видна из рис. 60.

Волокна неизменно встречаются там, где направление магнитного поля параллельно поверхности Солнца. Это проявляется

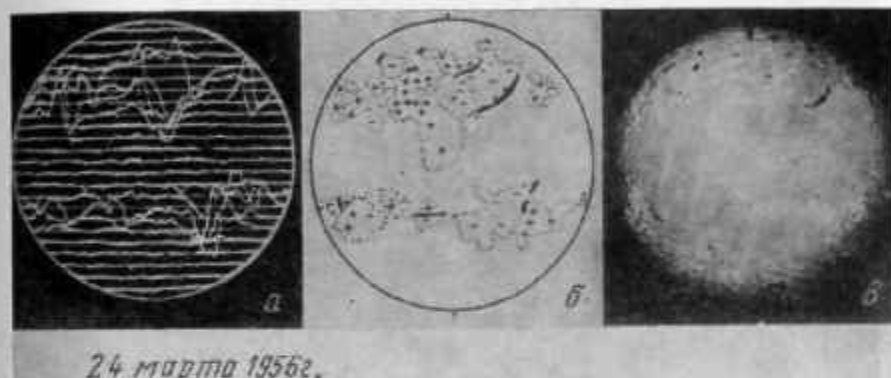


Рис. 60. Расположение спокойных волокон относительно магнитного поля. а — магнитограмма; б — схема расположения магнитных полей различной полярности и спокойных волокон; в — спектрогелиограмма в свете линии водорода [31].

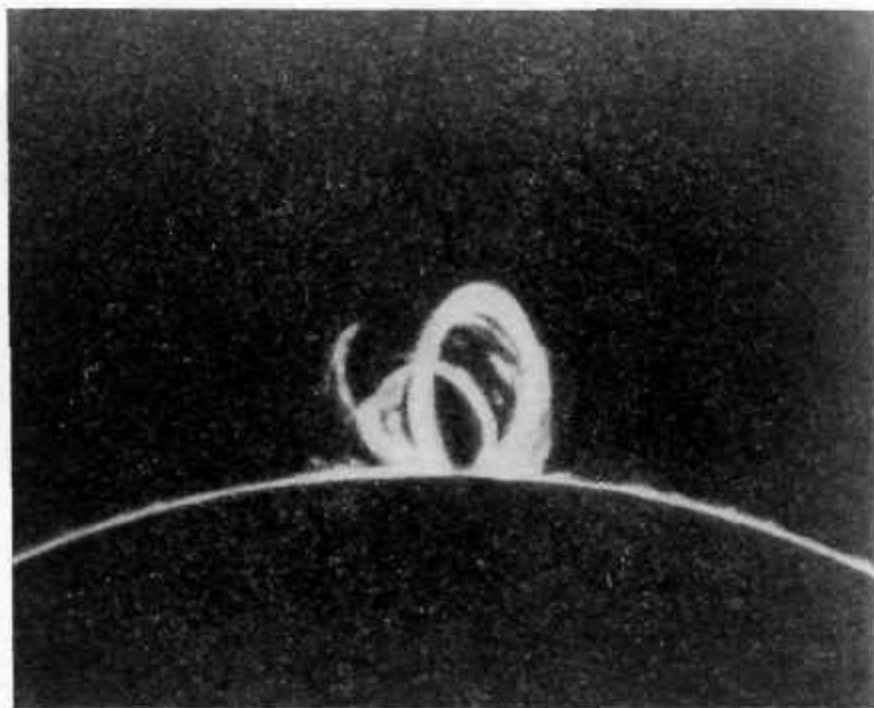
особенно наглядно в том случае, когда волокно «сидит» на биполярной магнитной области. На высокоширотной стороне магнитной области поле может быть параллельным солнечной поверхности вследствие взаимодействия с общим полем Солнца. Параллельность поверхности Солнца — это именно то свойство магнитного поля, которое требуется для поддержки протуберанца, так как поле препятствует движениям, перпендикулярным к его направлению.

Быстрые изменения, нередко наблюдающиеся в солнечных пятнах, являются, вероятно, следствиями внезапных изменений магнитного поля. Такие изменения в зависимости от своего характера могут порождать ряд разнообразных явлений — внезапные исчезновения протуберанцев, стекание их вещества, подъем и т. д.

Протуберанцы солнечных пятен

Протуберанцы солнечных пятен делятся, вообще говоря, на два типа: 1) арочные, или петлеобразные (рис. 61), и 2) конденсации, или

узлы (рис. 62). Протуберанцы солнечных пятен находятся в непрерывном движении, причем в них преобладают движения, направленные вверх. На диске они наблюдаются в виде волокон, появляющихся в группах пятен или центрах активности в течение первой недели их развития.



Р и с. 61. Петлеобразный протуберанец.

Петлеобразные протуберанцы и траектории движущегося в них вещества дают нам возможность судить о виде магнитного поля над группами солнечных пятен. Обычно эти траектории можно считать силовыми линиями поля диполя, находящегося под самой поверхностью Солнца. Энергия магнитного поля, проявляющаяся в движениях протуберанцев солнечных пятен, намного превосходит энергию тепловых, или хаотических, движений. Этим протуберанцы солнечных пятен отличаются от спокойных, в которых плотность обеих энергий имеет величину одного и того же порядка. Чтобы дать понятие о размерах петлеобразных проту-

беранцев, укажем, что средняя длина их в проекции на диск составляет $\sim 60\,000$ км.

Протуберанцы типа конденсаций, или узлов, состоят из ряда ярких сгустков (узлов), образующихся примерно на одной и той же высоте (от 50 000 до 100 000 км) над поверхностью Солнца. Эти яркие сгустки связаны с хромосферой (рис. 62). Создается впечатление,



Р и с. 62. Протуберанец типа корональной конденсации, напоминающий птицу.

что вещество короны конденсируется в узлы и стекает затем вниз в хромосферу. Протуберанцы типа конденсаций, или узлов, связаны со вспышечной активностью и с корональными конденсациями. Последние будут рассмотрены в разд. 6.8.

Механизм, конденсирующий корональное вещество в протуберанцы солнечных пятен, вероятно, по существу тот же, что и в случае спокойных протуберанцев. Однако протуберанцы солнечных пятен лишены механической поддержки. Их поддерживает в течение

ние их кратковременного существования баланс между скоростью конденсации коронального вещества и скоростью его стекания в хромосферу вдоль магнитных силовых линий.

6.8. ЦЕНТР АКТИВНОСТИ

Стремление объединить в одном понятии разнообразные проявления солнечной активности привело к представлению о «центре активности» (ЦА). Это понятие включает в себя многочисленные явления, связываемые с солнечной активностью. Развитие центров активности протекает не всегда одинаково, но каждый из них проходит через типичные, общие для всех ЦА стадии.

На рис. 63 изображены последовательные стадии развития ЦА, наблюдаемые в свете линии $H\alpha$. Кипенхойер [13] дает следующее описание развития ЦА в течение 10 оборотов Солнца (270 дней).

1-й день. В как будто невозмущенной области фотосферы внутри одной из зон солнечных пятен появляется изменение в тонкой структуре хромосферы, видимое на хороших спектрогеллограммах в свете линии $H\alpha$ и заключающееся в превращении круглых элементов в удлиненные волокна, обнаруживающие определенную систему в своем расположении. Одновременно или немного позже образуются яркие факельные пятнышки, видимые в свете $H\alpha$ и K , а на краю диска также и в белом свете. Эти пятнышки быстро вытягиваются в восточно-западном направлении. Их западные концы несколько ближе к экватору, чем восточные.

2-й день. Внутри факела, в его западной части образовалось первое пятно. Вблизи пятна факел становится очень ярким. Происходит быстрое распространение тонкой структуры хромосферы, причем отдельные элементы структуры группируются вокруг факела. На краю диска эти хромосферные волокна видны как маленькие протуберанцы.

5-й день. В восточной части факела образовалось второе пятно. Между восточным (f) и западным (p) пятнами появились многочисленные мелкие пятна. Полная яркость факела продолжает увеличиваться. Появляются первые хромосферные вспышки, преимущественно в области между двумя главными пятнами. Внутри факела возникают короткоживущие волокна и выбросы хромосферного вещества, связанные со вспышками (вспышечные выбросы). На краю диска становятся видимыми фонтанообразные протуберанцы типа солнечных пятен.

11-й день. Группа пятен приближается к максимальному развитию, вокруг пятен образовались большие полутени. Яркость и протяженность факела продолжают возрастать. Протяженность связанной с ним хромосферной структуры превышает 150 000 км

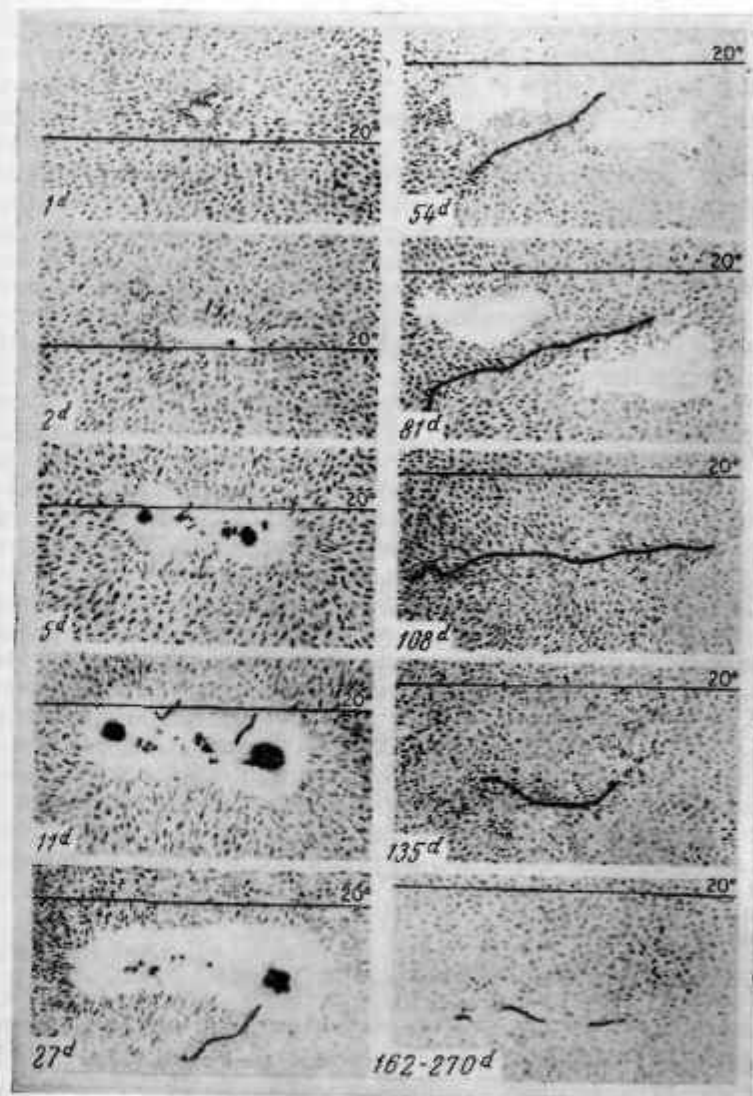


Рис. 63. Схема развития центра активности (по наблюдениям в свете линии $H\alpha$) в течение 10 оборотов Солнца [13].

и почти достигает зоны пятен другого полушария Солнца. Активность хромосферных вспышек усиливается.

27-й день. Исчезли почти все пятна за исключением пятна *p*. Размер факела еще более увеличился, а хромосферные вспышки стали более редкими. Волокно, расположенное на обращенной к полюсу стороне факела, ранее изменчивое, стало устойчивым. Оно направлено почти точно на пятно *p* и образует с меридианом угол порядка 40° . Элементы тонкой структуры хромосферы располагаются в соответствии с положением волокна.

54-й день. Все пятна исчезли. Яркость факела уменьшается. Волокно разрезает его пополам. За время второго оборота длина волокна увеличилась на $\sim 100\,000$ км. Оно всё более и более приближается к направлению запад — восток.

81-й день. Факел рассасывается и превращается в прозрачную сетку. Структура хромосферы не изменяется. Волокно продолжает увеличивать свою длину и всё более приближается к направлению запад — восток.

108-й день. Факел полностью рассосался. Структура хромосферы не изменилась. Волокно достигло наибольшей длины и направлено почти вдоль параллели.

135-й день. Центр активности больше не отличается от невозмущенного фона ни в фотосфере, ни в хромосфере. Волокно уменьшило свою длину и стало независимым. Оно расположено вдоль направления запад — восток и, по-видимому, приближается к полюсу с переменной скоростью. Оно по-прежнему окружено перообразной тонкой структурой хромосферы.

162—270-й день. Волокно с постепенно уменьшающейся скоростью достигает «полярной кроны» волокон и сливается с ней. Оно может существовать там в течение более пяти оборотов Солнца. Оно непрерывно меняет свою форму, и его трудно выделить среди других.

Проявления солнечной активности в короне

Центр активности продолжается также и вверх, в корону. Корона над ЦА дает усиленное излучение в линии $\lambda 5303 \text{ \AA}$, Fe XIV (зеленая линия). Яркость зеленой линии ведет себя по существу так же, как яркость факела, а именно область усиленной яркости зеленой линии появляется немедленно (приблизительно через день) после возникновения ЦА и достигает наибольшего развития через один оборот Солнца. Уменьшение яркости зеленой линии происходит быстрее, чем уменьшение площади факела. Активные области в короне получили наименование корональных конденсаций; наиболее развитые из них называются постоянными

корональными конденсациями. В корональной конденсации электронная конденсация и температура выше, чем в окружающей невозмущенной короне.

Была рассчитана модель корональной конденсации; она рассматривается в разд. 7.1. Постоянные корональные конденсации имеют заметно выраженную структуру (короткие лучи) и излучают желтую корональную линию ($\lambda 5694 \text{ \AA}$, Ca XV). В те периоды, когда происходят хромосферные вспышки, в спектре корональной конденсации усиливается желтая линия и появляется непрерывная эмиссия. Структура короны в свете корональных линий излучения обычно напоминает структуру протуберанцев солнечных пятен.

Упомянем кратко о другом типе активных областей в короне — о так называемых спорадических корональных конденсациях. Они излучают зеленую и красную ($\lambda 6379 \text{ \AA}$, Fe X) корональные линии, а также линию H α . Спорадические конденсации, по-видимому, имеют более низкую температуру, чем постоянные. Они связаны с униполярными магнитными областями. Последние вначале называли областями *M* и объясняли их воздействием геофизические возмущения с 27-дневным периодом. В дальнейшем они были выделены под названием областей *C*, излучающих очень яркую зеленую линию, но совсем не излучающих желтой линии. Эти области располагаются в зонах пятен, но не связаны с центрами активности или какими-нибудь другими явлениями в фотосфере. Униполярные магнитные области, области *C* и области *M* несомненно тождественны между собой. Создается впечатление, что они располагаются там, где раньше был центр активности. Эти области связаны с длинными корональными потоками. Поскольку длинные корональные потоки и спокойные протуберанцы имеют одно и то же распределение по солнечному диску, вполне возможно, что корональные потоки представляют собой последнюю стадию развития спокойного протуберанца.

Магнитные области

Как показывают магнитограммы, одновременно с развитием центра активности происходят также изменения в магнитном поле, связанном с этим ЦА. Магнитное поле появляется за день или два до появления факела. Вскоре оно приобретает биполярный характер, и его напряженность увеличивается; наибольший магнитный поток наблюдается около 27-го дня (один оборот Солнца). Непосредственно перед тем, как достигается максимальное значение магнитного потока, структура поля становится довольно неправильной и изменчивой; этот период совпадает (как и следовало ожидать) с максимумом вспышечной активности. Через три оборота Солнца напряженность поля уменьшается; через

пять оборотов поле начинает расплываться, а занимаемая им площадь увеличивается до 0,05 площади солнечного диска. Между седьмым и десятым оборотами площадь магнитного поля продолжает непрерывно увеличиваться — создается впечатление, что поле исчезает вследствие расширения. В конце концов площадь поля может достичь 0,2 площади диска. В заключение оно превращается из биполярного в униполярное. Развитием магнитной области, по-видимому, можно объяснить с единой точки зрения все множество явлений, объединяемых в понятие «солнечная активность». Поэтому наиболее удачной следует считать гипотезу, согласно которой все проявления солнечной активности порождаются подъемом магнитного поля из подфотосферных слоев и последующей его эволюцией.

ЛИТЕРАТУРА

К разд. 6.1

Исторические справки относительно материала, излагаемого в гл. 6, можно найти в статье

1. Goldberg L., in *The Sun*, ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, 1953, pp. 1—35. (Русский перевод: Солнце, под ред. Дж. Койпера, М., ИЛ, 1957.)

К разд. 6.2

С материалом, изложенным в этом разделе, можно познакомиться более подробно в следующих книгах:

2. Spitzer L., *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience Publishers, Inc., New York, 1956. (Русский перевод: Л. Спитцер, Физика полностью ионизованного газа, М., ИЛ, 1957.)
3. Cowling T. G., *Magnetohydrodynamics*, Interscience Publishers, New York, 1957. (Русский перевод: Т. Каулинг, Магнитная гидродинамика, М., ИЛ, 1959.)
5. Dungey J. W., *Cosmic Electrodynamics*, Cambridge University Press, London, 1958. (Русский перевод: Дж. Данжн, Космическая электродинамика, М., 1961.)

С теорией плазмы и ее приложениями к проблемам физики Солнца и солнечной системы можно познакомиться в следующих книгах:

6. Symposium of Plasma Dynamics, ed. F. H. Clauser, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Mass., 1960.
7. Cowling T. G., in *The Sun*, ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, 1953, pp. 532—591. (Русский перевод: Солнце, под ред. Дж. Койпера, М., 1957.)
8. Alfvén H., *Cosmic Electrodynamics*, Clarendon Press, Oxford, 1950. (Русский перевод: Х. Альфвен, Космическая электродинамика, М., ИЛ, 1952.)

Достаточно полную библиографию можно найти в [6]. Проблемы, связанные с потерей энергии вследствие излучения, рассматриваются во многих из упомянутых выше книг. См. также

9. Westfield K. C., *Astrophys. J.*, **130**, 241 (1959).

10. Jelley J. V., *Cerenkov Radiation and Its Applications*, Pergamon Press, New York, 1958.

К разд. 6.3

Общее магнитное поле Солнца рассматривается в книгах [1, 3, 4, 7, 8], а также в статьях

11. Cowling T. G., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **105**, 166 (1945).
12. Babcock H. W., *Astrophys. J.*, **133**, 572 (1961).

Солнечные пятна рассматриваются в [3, 4, 7, 8], а также в книгах

13. Kiepenheuer K. O., in *The Sun*, ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, 1953, pp. 322—465. (Русский перевод: Солнце, под ред. Дж. Койпера, М., ИЛ, 1957.)
14. De Jager C., in *Handbuch der Physik*, vol. 52, ed. S. Flügge, Springer-Verlag, Berlin, 1959, pp. 80—362. (Русский перевод: К. Н. де Ягер, Строение и динамика атмосферы Солнца, М., ИЛ, 1962.)

Относительные числа пятен можно найти в книге

15. Waldmeier M., *The Sunspot Activity in Years 1610—1960*, Schulthess and Company, A.G., Zürich, 1961.

Свойствам солнечных пятен посвящены следующие работы:

16. Maunder E. W., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **82**, 534 (1922).
17. Hale G. E., Nicholson S. B., *Magnetic Observations of Sunspots 1917—1924, Part I*, Carnegie Institution, Washington, D.C., 1938.
18. Cowling T. G., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **106**, 218 (1946).
19. St. John C. E., *Astrophys. J.*, **37**, 322 (1913).

Теория солнечных пятен Бэбкока изложена в его статье [12], содержащей также обзор данных наблюдений. См. также [23, 31]. Обращение полярности высокоширотного магнитного поля на Солнце исследуется в работе

20. Babcock H. D., *Astrophys. J.*, **130**, 364 (1959).

Конвективные слои и дифференциальное вращение рассматриваются в статье

21. Kippenhahn R., *Astrophys. J.*, **137**, 664 (1963).

Теория полутеней солнечных пятен посвящена работа

22. Danielson R. E., *Astrophys. J.*, **134**, 289 (1961).

К разд. 6.5

Основные данные содержатся в [13, 14]. Связь между факелами и магнитными полями исследуется в работах

23. Babcock H. W., Babcock H. D., *Astrophys. J.*, **121**, 349 (1955).
24. Ligherton R. B., *Astrophys. J.*, **130**, 366 (1959).
25. Osterbrock D. E., *Astrophys. J.*, **134**, 347 (1961).

К разд. 6.6

Данные наблюдений приведены в [13, 14]. См. также

26. Goldberg L., Dyer E. R., in *Science in Space*, eds. L. V. Berkner, H. Odishaw, McGraw-Hill Book Company, New York, 1961, pp. 30—340. (Русский перевод: Наука в космосе, под ред. Л. Беркнера и Х. Одшоу, Физматгиз, 1964.)

Теории хромосферных вспышек рассматриваются в [13, 14, 4, 7], а также в следующих работах:

27. Dungey J. W., in I.A.U. Symposium No. 6; Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, ed. B. Lehnert, Cambridge University Press, London, 1958, pp. 135—139.
28. Sweet P. A., in I.A.U. Symposium No. 6; Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, ed. B. Lehnert, Cambridge University Press, London, 1958, pp. 123—134.
29. Gold T., Hoyle F., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 120 (1960).
См. также
30. Smith H. J., Smith E. v. P., Solar Flares, The Macmillan Company, New York, 1963. (Русский перевод: Г. Смит и Э. Смит, Солнечные вспышки, изд-во «Мир», М., 1966.)

К разд. 6.7

См. [13, 14]. Связь между волокнами и магнитными полями рассмотрена в работе

31. Babcock H. W., Babcock H. D., in I.A.U. Symposium No. 6; Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, ed. B. Lehnert, Cambridge University Press, London, 1958, pp. 239—244.

К разд. 6.8

Обзоры свойств центров активности можно найти в [13, 14].

Дополнительная литература

32. Пикельнер С. Б., Основы космической электродинамики, изд-во «Наука», 1966.
33. Северный А. Б., Физика Солнца, Изд-во АН СССР, 1956.

ГЛАВА 7

Спектр Солнца

Наблюдениям спектра Солнца сильно препятствует земная атмосфера, непрозрачная к значительной части электромагнитного излучения. На рис. 64 схематически представлены параметры атмосферы, откуда видно, что наблюдения с поверхности Земли возможны только в так называемых оптическом и радиоокнах.

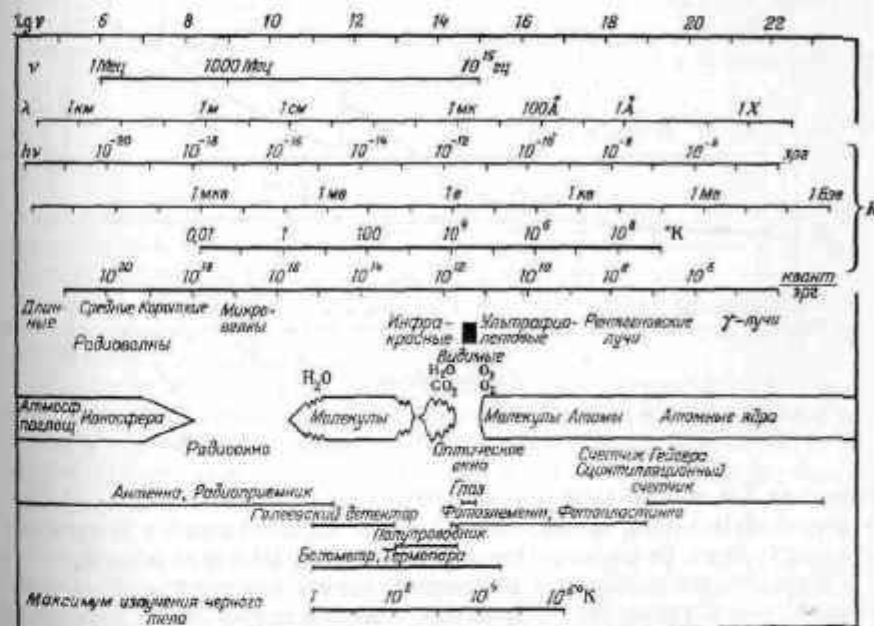


Рис. 64. Окна прозрачности земной атмосферы [1].

Таким образом, в этой главе мы должны коснуться свойств земной атмосферы и в частности вопроса о том, до каких высот проникает каждый тип излучения.

7.1. ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ И РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Нет оснований ожидать, что спокойное Солнце излучает в диапазоне γ -лучей. Однако явления, связанные со вспышками, могут быть источником частиц высоких энергий, способных породить γ -лучи в результате свободно-свободных переходов. Известна по крайней мере одна вспышка (балла 2), сопровождавшаяся γ -излучением, интенсивность которого можно было измерить. Это

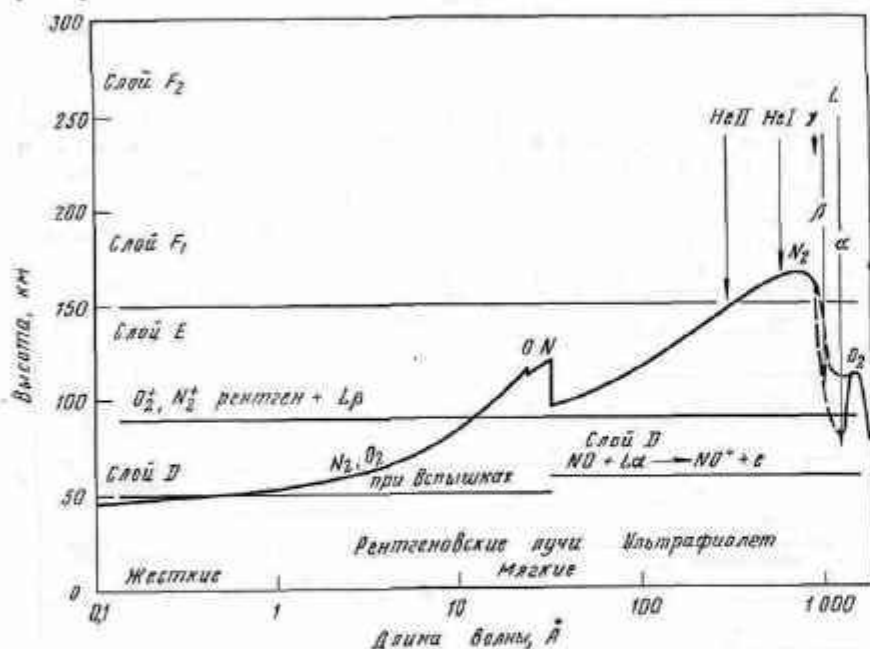


Рис. 65. Глубина в земной атмосфере, до которой рентгеновское и далекое ультрафиолетовое солнечное излучение проникает ослабленным в e раз.

вспышка 20 марта 1958 г., которая вызвала всплеск излучения с энергией 0,5 Мэв, длившийся 18 сек и наблюдавшийся на высотах, доступных баллонам. Поток составлял $2 \cdot 10^{-3}$ эрг/см²·сек.

Жесткое рентгеновское излучение также вряд ли излучается спокойным Солнцем (в заметных количествах — Ред.). Однако, подобно γ -излучению, его следует ожидать от областей, связанных с центрами активности. На рис. 65 указаны высоты над поверхностью Земли, начиная с которых может наблюдаться рентгеновское и далекое ультрафиолетовое излучение.

Наблюдения рентгеновских лучей с длинами волн от 2 до 20 Å возможны с высоты не менее 100 км. В табл. 11 приведены резуль-

Таблица 11

Данные о рентгеновском излучении, наблюдавшемся в течение солнечного цикла [5]

Всемирное время	Дата	Скорость света, импульс/см ² ·сек		Солнечная активность
		2-8 Å	8-20 Å	
17h30m	29 сент. 1949	$1,0 \cdot 10^4$		2,5 час после вспышки балла 1
14 59	1 июня 1952	495		Спокойное Солнце
13 44	5 мая 1952	< 125		» »
22 40	15 нояб. 1953	< 40		» »
15 46	25 нояб. 1953	332		» »
15 29	1 дек. 1953		$4,5 \cdot 10^4$	» »
22 50	18 окт. 1955		$1,4 \cdot 10^5$	» »
19 15	20 июля 1956	$1,2 \cdot 10^5$		После вспышки балла 1
16 34	24 июля 1959	$2,4 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^7$	Спокойное Солнце
16 00	14 авг. 1959	$1,3 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^6$	» »
22 53	31 авг. 1959	$> 7 \cdot 10^5$	$> 1 \cdot 10^7$	Вспышка балла 2+

таты наблюдений рентгеновских лучей в течение солнечного цикла, и ясно видно, что потоки излучения коррелируют с солнечной активностью. Фотография Солнца в рентгеновских лучах (20-60 Å) также обнаруживает тесную связь между областями рентгеновского излучения и хромосферными флоккулами, наблюдаемыми в линиях ионизованного кальция.

Известен спектр излучения вспышки. Он соответствует излучению при температуре несколько сотен миллионов градусов. В «горячей» области короны или корональной конденсации энергия соответствует температуре около $6 \cdot 10^6$ °К. Распределение энергии изображено на рис. 66. Заслуживает внимания тот факт, что излучение состоит из двух частей, из которых одна имеет непрерывный спектр (свободно-свободное излучение), а другая — линейчатый. Излучение в линиях возбуждается электронными ударами. Наиболее интенсивными могут быть линии Fe XXVI (около 2 Å). Это ионы железа, у которых остался только один электрон. Длины волн резонансных линий одноэлектронных систем, согласно формуле Ридберга, пропорциональны Z^{-2} . Отсюда можно заключить, что, по-видимому, нет заметных линий с длинами волн короче ~ 2 Å, поскольку железо — последний из наиболее обильных тяжелых элементов.

Считается, что мягкое рентгеновское излучение Солнца (40—100 Å) состоит главным образом из разрешенных линий высокоионизованных элементов, возбужденных столкновениями с электронами. Это также показано на рис. 66. Наблюдаемые значения

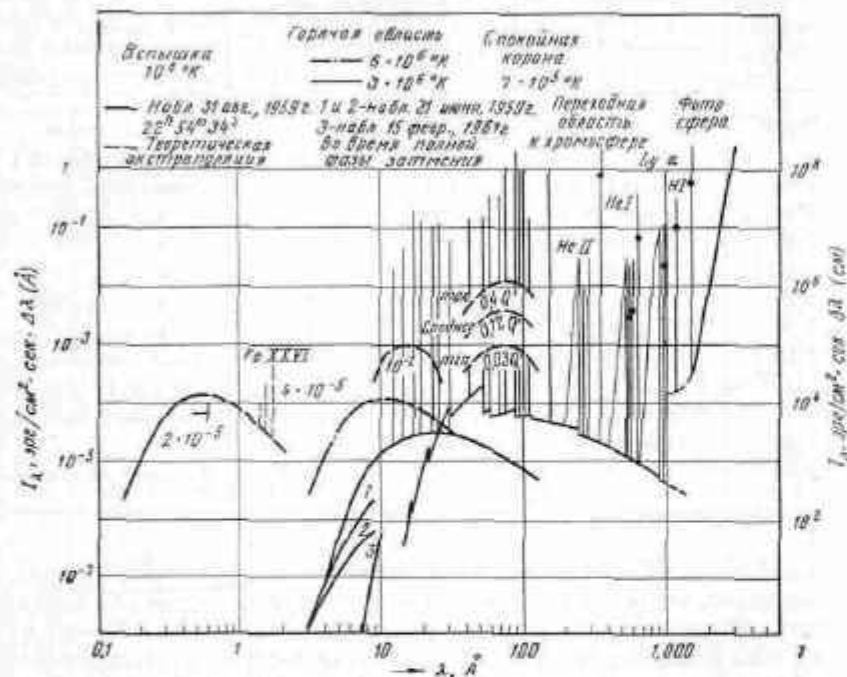


Рис. 66. Рентгеновский и ультрафиолетовый спектр Солнца.

потока излучения в области спектра 40—100 Å примерно составляют 0,1 эрг/см²·сек в эпоху минимума солнечной активности и 1 эрг/см²·сек во время максимума. Эти значения грубо согласуются с теоретическими результатами.

7.2. КРАЙНЕЕ И ДАЛЕКОЕ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Здесь мы рассмотрим излучение в области 100—3000 Å. Коротковолновое излучение в этой области обусловлено короной и переходным слоем. Близ 3000 Å излучение возникает в нижних слоях хромосферы и в фотосфере. Считается, что подавляющая часть этого излучения создается невозмущенным Солнцем, однако возможно, что его интенсивность меняется в течение солнечного цикла. На рис. 65 и 67 обозначены высоты в земной атмосфере,

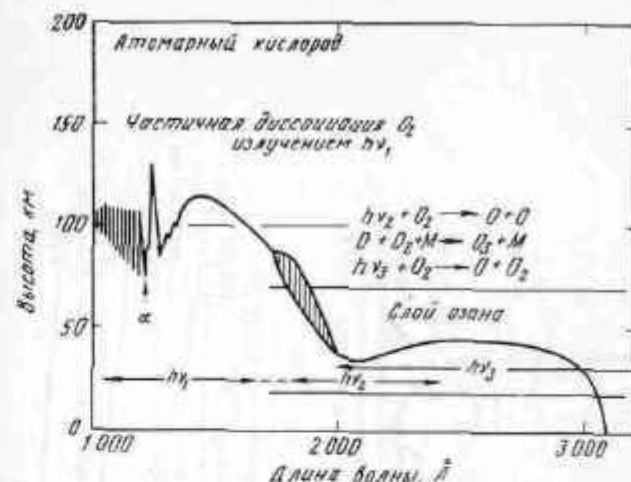


Рис. 67. Глубина, до которой солнечное излучение с длинами волн от 1000 до 3000 Å проникает ослабленным в e раз [4].

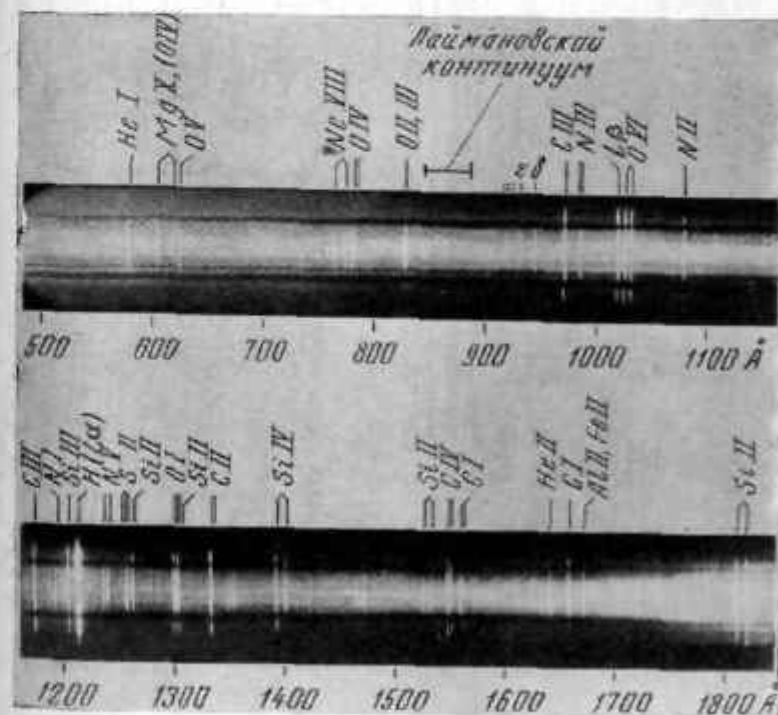


Рис. 68. Фотография области спектра Солнца от 500 до 1800 Å.

начиная с которых возможны ракетные наблюдения. Элементарные процессы, приводящие к поглощению в атмосфере ультрафиолетового излучения, описаны в [17]. Разд. 7.3 посвящен излучению в $L\alpha$.

Имеется два основных метода получения информации об этой области спектра. Во-первых, по снимкам с возвращаемых ракет.

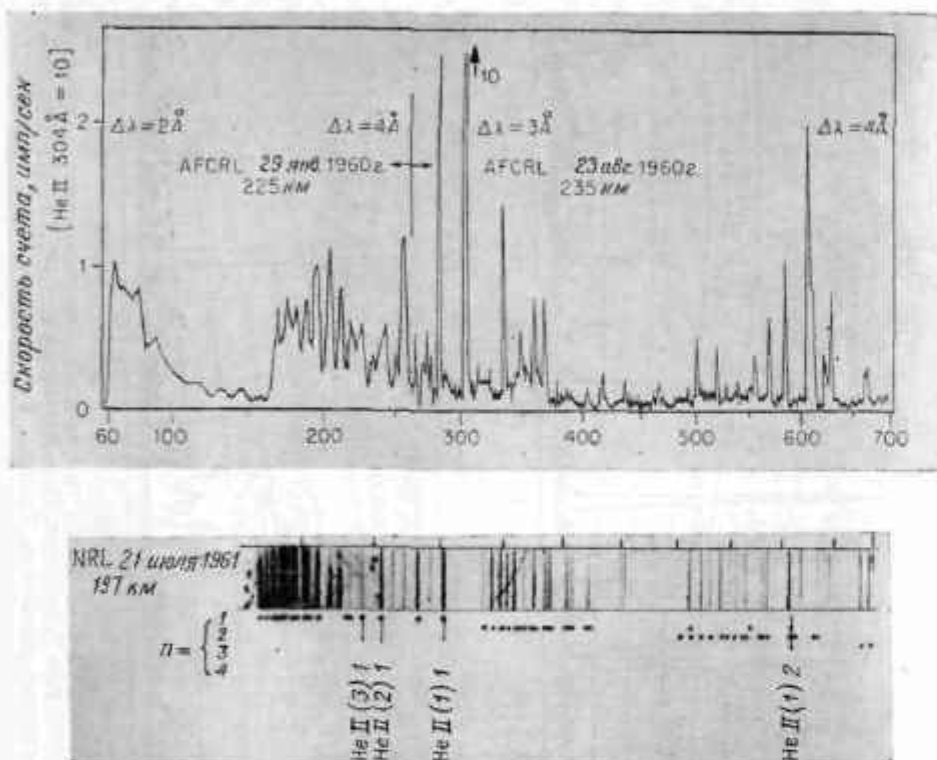


Рис. 70. Сравнение фотографии солнечного спектра с данными монохроматора.

Во-вторых, на основании данных телеметрии, передаваемых на Землю монохроматорами, установленными на спутниках и космических кораблях. На рис. 68 приведен типичный спектр области от 500 до 1850 Å. Обратите внимание на то, что непрерывный спектр начинается в области длин волн 1800 Å и тянется в красную часть. Интенсивность излучения Солнца с длиной волны 2000 Å соответствует температуре абсолютно черного тела около 5000° К. Для

больших длин волн температура увеличивается и в области 3500 Å достигает 6000° К, что приближается к значению для спектра Солнца в видимой области. На рис. 69 даны примеры записей, полученных на монохроматоре. На рис. 70 вместе с изображением

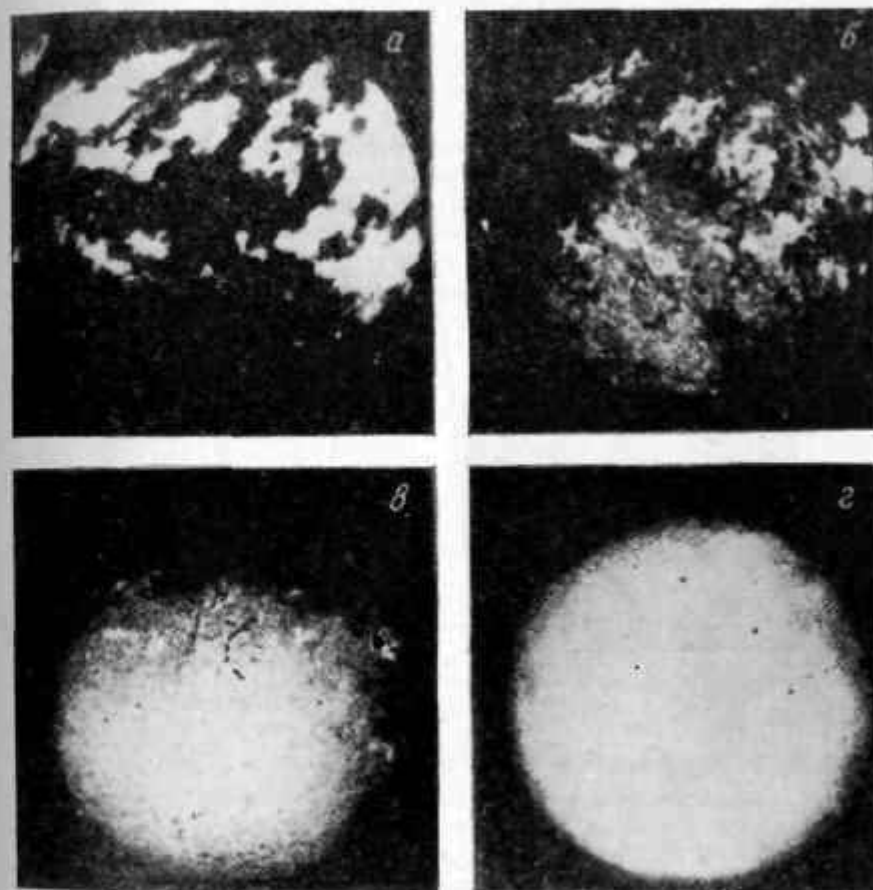


Рис. 71. Изображения Солнца в различных лучах 13 марта 1959 г. ([3] гл. 5).

а — фотография Солнца в линии $L\alpha$, полученная Морской исследовательской лабораторией США с ракеты Азобри-Хи; б — спектрогеллограмма в линии $K_{\alpha,\beta}$, полученная на обсерватории Мак-Мас — Халберт; в — фотография Солнца, полученная Морской исследовательской лабораторией через монохроматический фильтр $H\alpha$ с полосой 0,7 Å; г — фотография в белом свете, полученная Морской исследовательской обсерваторией США.

спектра приведена телеметрическая запись области спектра очень коротких длин волн, полученная при помощи монохроматора.

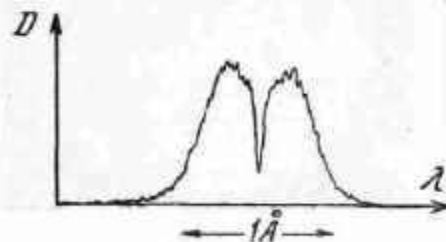
В окрестности длин волн около $1200 \text{ \AA}$ в ультрафиолетовом спектре заведомо преобладающим является излучение линии $L\alpha$ (см. разд. 7.3). Температура черного тела, соответствующая излучению в лаймановском континууме ($\lambda < 912 \text{ \AA}$), около $6500\text{--}7000^\circ \text{K}$. Это излучение заметно на рис. 68.

7.3. ЛИНИЯ $L\alpha$

Линия $L\alpha$ — наиболее заметная особенность далекого ультрафиолетового спектра Солнца. Измеренный поток излучения составляет около $6 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$. Это излучение не усиливается во вспышках, и фактически поток излучения $L\alpha$ обычно считается постоянным. Однако, возможно, имеет место некоторая вариация с циклом солнечной активности, так как прямые снимки Солнца в линии $L\alpha$ (рис. 71) показывают, что ее излучение возникает в активных областях.



Рис. 72. Профиль линии $L\alpha$, полученный на высоте около 150 км [4].



Профиль линии $L\alpha$ показан на рис. 72. Его ширина около $1 \text{ \AA}$. Небольшая депрессия у вершины профиля вызвана самопоглощением в солнечной атмосфере. Эта линия, по-видимому, образуется в переходной зоне (между хромосферой и короной.— *Ред.*) возбужденных областей солнечной атмосферы. Большая ширина линии обусловлена не столько скоростями движений,

сколько значительной оптической толщиной слоя, в котором образуется излучение. Узкое абсорбционное ядро вызвано поглощением околосолнечным холодным водородом.

Излучение $L\alpha$ может наблюдаться на таких сравнительно малых высотах в земной атмосфере, как 80 км . Это следствие того, что длина волны линии $L\alpha$ ($1215,67 \text{ \AA}$) совпадает с минимумом коэф-

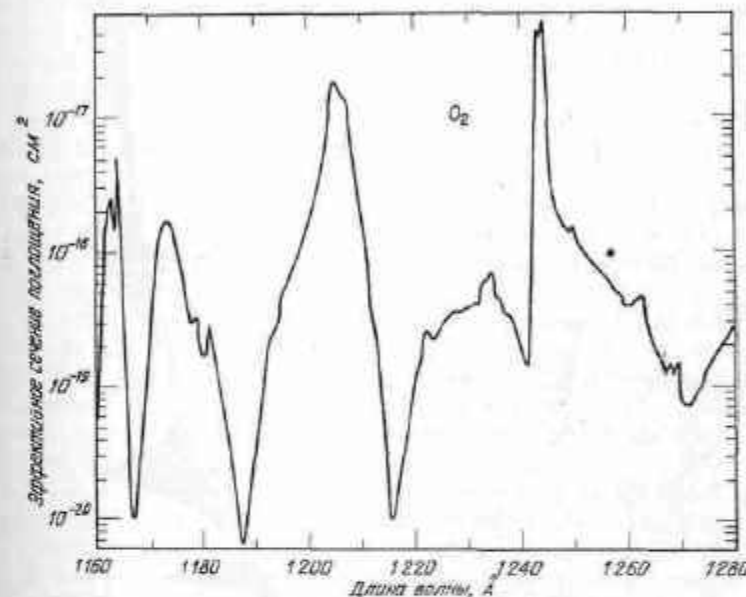


Рис. 73. Зависимость коэффициента поглощения молекул O_2 в области линии $L\alpha$ ($\lambda 1216 \text{ \AA}$) от длины волны, показывающая его сильные изменения.

фициента поглощения молекулы O_2 , задерживающей большую часть солнечного излучения в области $1200 \text{ \AA}$. Очень сильная зависимость коэффициента поглощения для различных составляющих атмосферы от длины волны не всегда ясно осознается; пример такой зависимости приведен на рис. 73.

Будучи резонансной линией наиболее обильного элемента (водорода), линия $L\alpha$ важна для исследования солнечной короны, межпланетной среды и планетных атмосфер.

7.4. ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Под оптическим излучением мы будем здесь понимать излучение, которое достигает Земли через оптическое окно, огра-

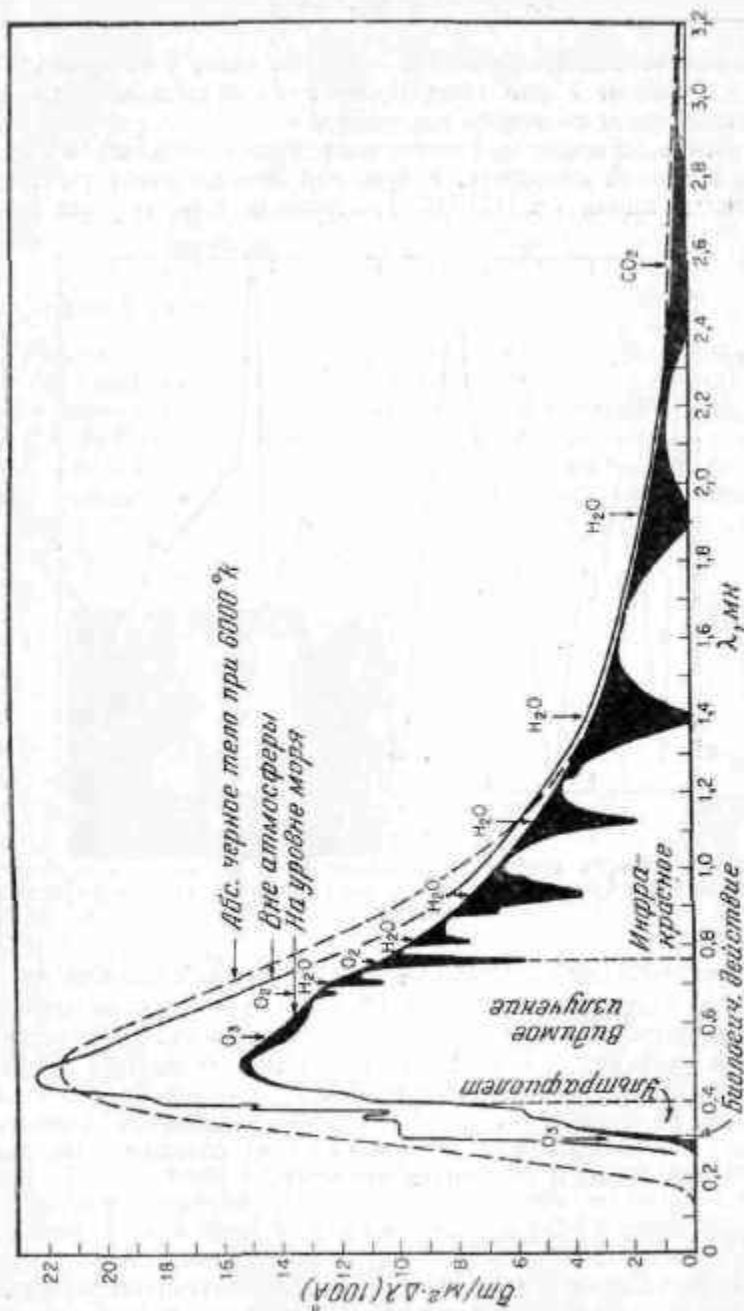


Рис. 74. Распределение энергии в спектре Солнца по наблюдениям на уровне моря и экстраполяции за пределы земной атмосферы [19].

ничаемое поглощением озоном ($\lambda = 0,3$ мкм) и водяным паром ($\lambda = 1,38$ мкм).

Общий характер распределения этого излучения по частотам можно охарактеризовать разумным подбором значения температуры черного тела. Для этого необходимы наблюдения распределения по частотам солнечного излучения на поверхности Земли и экстраполяция за атмосферу. Эта процедура схематически изображена на рис. 74, откуда также видно, что Солнце можно рассматривать как черное тело с температурой около 6000°K . Температура, определенная на основании закона Вина ($\lambda_{\text{max}} T = \text{const}$, где λ_{max} — длина волны максимума интенсивности), нереальна, поскольку длина волны, на которую приходится максимум излучения, смещена влиянием линий поглощения.

Приведенное выше значение температуры 6000° относится к центру солнечного диска. Эффективная температура интегрального излучения Солнца (с учетом потемнения к краю) несколько меньше, а именно 5750°K (см. разд. 3.1).

На оптическую область спектра приходится подавляющая часть солнечной энергии. Мы уже неоднократно говорили об этом излучении при обсуждении потемнения диска Солнца к краю, непрерывного поглощения и многих других проблем физики фотосферы. Поэтому здесь мы не будем повторять этих вопросов и отсылаем читателя к разд. 4.2.

В оптическом диапазоне наблюдается также линейчатый спектр поглощения, часто называемый фраунгоферовым. Наиболее сильные линии поглощения получили буквенные обозначения (например, D-линия натрия $25890 \text{ \AA}$ и K-линия однажды ионизованного кальция $23934 \text{ \AA}$). Линейчатый спектр играет большую роль в изучении фотосферы и для определения обилия химических элементов (см. разд. 4.3 и 4.4). Эмиссионные линии весьма полезны для исследования хромосферы и короны (см. гл. 5). В связи с этим отметим, что гелий был открыт в хромосфере Солнца до того, как он был обнаружен на Земле.

7.5. ИНФРАКРАСНАЯ ОБЛАСТЬ

Для этой спектральной области (от $1,4$ до 24 мкм) характерно поглощение молекулами земной атмосферы, в частности H_2O и CO_2 . Здесь имеется несколько окон, позволяющих производить наземные наблюдения спектра Солнца. Около длины волны 24 мкм атмосфера становится совершенно непрозрачной из-за сильного поглощения водяным паром.

Исследования в этой спектральной области дают ценную информацию относительно наличия и обилия различных составляющих

земной атмосферы, включая H_2O , оба изотопических соединения CO_2 ($C^{13}O_2^{16}$ и $C^{13}O_2^{18}$), CH_4 , HDO , N_2O , O_3 и CO .

Хотя сведения, получаемые на основании изучения инфракрасной области спектра, прежде всего относятся к земной атмосфере, они существенны и для физики Солнца. Непрозрачность солнечного вещества имеет минимум около длины волны 17 000 Å, в которой земная атмосфера полупрозрачна. Луч зрения в этой длине волны глубже всего проникает в Солнце, и соответствующие наблюдения оказываются весьма ценными.

7.6. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ

Радиоокно, изображенное на рис. 64, простирается примерно от 8 м до 15 м. Коротковолновая граница определяется поглощением молекулами H_2O и O_2 , а длинноволновая — значением критической частоты, начиная с которой ионосфера отражает радиоволны.

Поскольку в гл. 5 и 6 проблемы измерения радиоизлучения не рассматривались (за исключением разд. 5.3), мы дадим здесь обзор наблюдений и их принятой интерпретации.

Общие характеристики

Существенные характеристики солнечного радиоизлучения изображены на рис. 75. Основной уровень (обозначенный на рисунке линией В) соответствует температуре излучения 10^4 К на волне 1 см, увеличивающейся до 10^6 К на волне 1 м. Для спокойного Солнца на волне $\lambda \approx 20$ см обнаружено увеличение яркости к краю.

Причина увеличения яркости к краю в основном та же, что и причина потемнения к краю для оптического излучения; отличие в том, что в той части солнечной атмосферы, откуда приходит радиоизлучение, температура увеличивается с высотой. Этого следует ожидать на основании оптических данных и рассуждений, подобных приведенным в разд. 5.3.

Основная компонента радиоизлучения выделяется после учета медленных подъемов и спадов наблюдаемой кривой на дециметровых волнах. Последние называются «медленно меняющейся компонентой», которая оказывается связанной с циклом солнечной активности. На этом основании ее можно выделить, построив график зависимости эффективной температуры от площади пятен. Основная компонента получается экстраполяцией такого графика к точке, где площадь пятен равна нулю. По своей природе она является тепловой и не поляризована.

Медленно меняющаяся компонента возникает в областях, расположенных на высотах $\sim 100\,000$ км над фотосферой, и связана с хромосферными флоккулами. Температуры этих областей, изме-

ренные на высотах $\sim 300\,000$ км над фотосферой, составляют примерно 10^6 К, что совпадает со значением, обычно принимаемым для короны.

Плотности, полученные на основании радионаблюдений, оказываются втрое больше, чем в нормальной короне. Следовательно, мед-

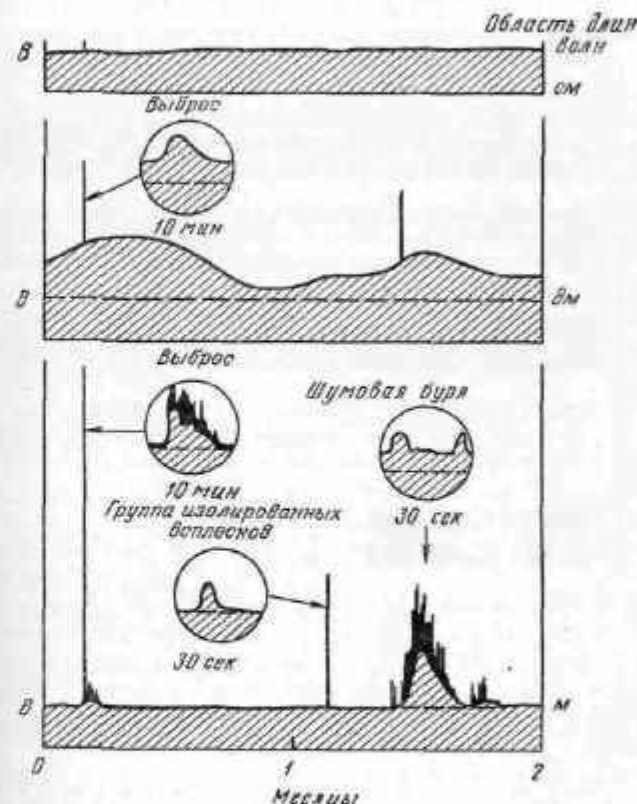


Рис. 75. Схематическое изображение записей солнечного радиоизлучения на сантиметровых, дециметровых и метровых волнах. Эффективная температура, соответствующая основному уровню В, увеличивается почти линейно от 10^4 К на волне 1 см до 10^6 К на волне 1 м [22].

ленно меняющаяся компонента, по-видимому, является тепловым излучением, возникающим в уплотненных корональных областях с обычной температурой. Возможно, что это так называемые корональные конденсации. Действительно, медленно меняющаяся компонента не поляризована, за исключением диапазона волн короче 10 см, где наблюдается слабая круговая поляризация. Последнее обстоя-

тельство может быть связано с тем, что это излучение возникает в нижних слоях, на которые могут оказывать влияние магнитные поля, связанные с хромосферными флоккулами*. Помимо постоянной и медленно меняющейся компонент, солнечный радиоспектр характеризуется интенсивным переменным излучением.

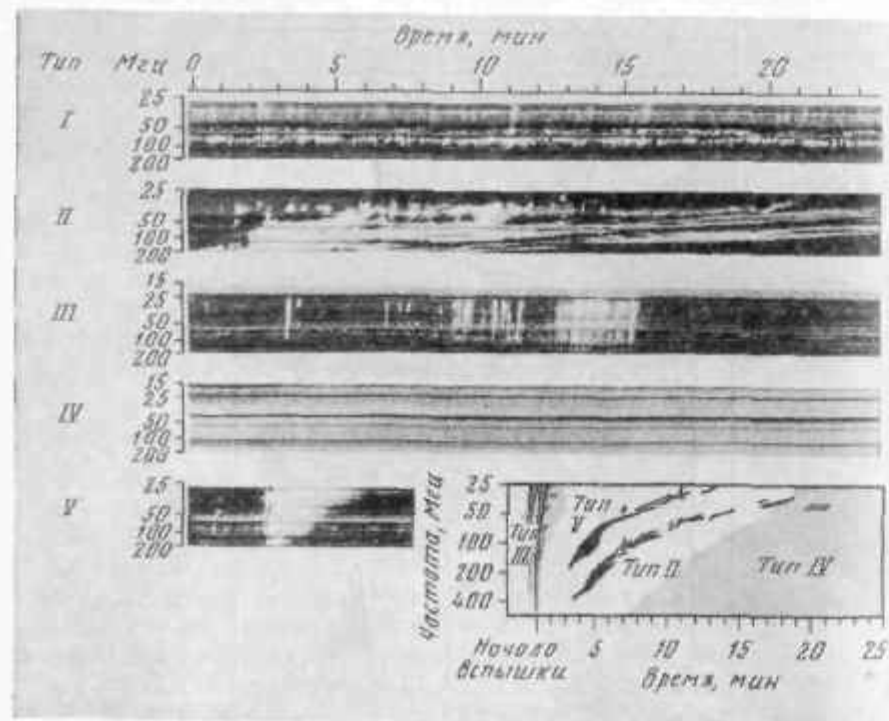


Рис. 76. Пример записи спектра солнечного радиоизлучения во время вспышки [26].

Переменное излучение

Различные типы всплесков солнечного радиоизлучения показаны на рис. 76. Они характеризуются изменениями потока из нескольких порядков, происходящими в течение секунд. Поток

* Как показали затменные наблюдения поляризации, размеры конфигурации поляризованных областей практически совпадают с конфигурацией солнечных пятен. Следовательно, за поляризацию этих областей ответственно поле пятен, а не флоккулов (см. Д. В. Корольков, Н. С. Соболева и Г. Б. Гельфрейх, Изв. Главной астрон. обс., № 164, 81, 1960). — Прим. перев.

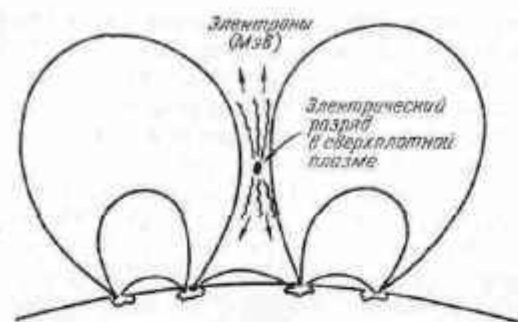
и интенсивности спорадического излучения сильно превышают уровень спокойного Солнца на дециметровых и метровых волнах. Вычисление температур, соответствующих этому излучению, по-видимому, не имеет особого смысла. Отметим, однако, что наблюдаемые потоки эквивалентны температуре черного тела в пределах 10^{10} – 10^{15} К.

Всплески I типа, или шумовые бури, состоят из узких пиков, налагающихся на континуум. Бури возникают над пятнами, если они превосходят некоторую минимальную величину (площадь 4 – $5 \cdot 10^{-4}$ площади солнечного диска). Таким образом, шумовые бури происходят во время «активной» фазы ЦА (центра активности). Излучение обладает сильной круговой поляризацией и, очевидно, по природе своей является нетепловым, хотя точный механизм его возникновения неизвестен. По-видимому, бури как-то связаны со вспышками, однако эта связь также плохо изучена. Области возникновения шумовых бурь должны находиться высоко в солнечной атмосфере (от $0,3$ до $1,0 R_{\odot}$ над фотосферой), так как по солнечному диску они перемещаются быстрее, чем связанная с ними группа пятен. Кроме того, из-за ограниченности направлений, вдоль которых радиоволны могут покидать солнечную атмосферу, центр бури позже появляется на диске Солнца и раньше исчезает, чем соответствующая группа пятен.

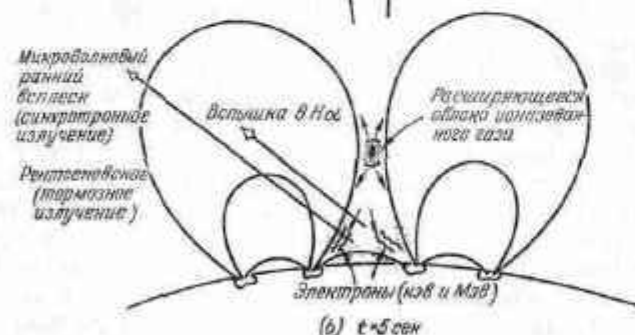
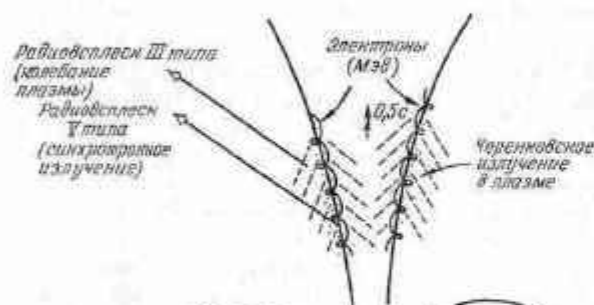
Заметим (см. разд. 5.3), что возможность выхода радиоизлучения из ионизированной атмосферы определяется параметрами x , y , z магнито-ионосферной теории. Поэтому она неодинакова для обыкновенного и необыкновенного лучей. Здесь мы не будем рассматривать этот вопрос.

Перейдем теперь к радиоизлучению, связанному со вспышками, или к большим всплескам. Полная картина идеализированного большого всплеска изображена внизу справа на рис. 76, где отмечены всплески типов II–V. Как видно из рисунка, всплески типов II и IV, по-видимому, связаны друг с другом, как и всплески типов III и V. Проблема несколько проявится, если предположить, что всплески II и III типов обусловлены плазменными колебаниями на частоте плазмы (разд. 6.2). Если это так, то для данной модели короны плазменная частота может быть вычислена в зависимости от высоты. Тогда по смещению частоты со временем получаем скорость распространения возмущения, вызывающего плазменные колебания. Таким путем находим, что всплески III типа производятся возмущениями, распространяющимися со скоростью от $c/3$ до $c/2$. С другой стороны, всплескам II типа соответствуют скорости порядка 500 – 1000 км/сек.

Эти результаты указывают, что вспышка приводит к образованию двух групп частиц. Группа быстрых частиц — по-видимому, облако электронов — проходит через атмосферу со скоростью порядка $c/2$ и возбуждает плазменные колебания, наблюдаемые



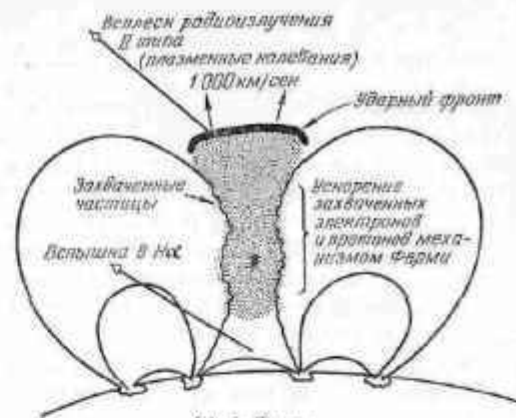
(a) $t=0$



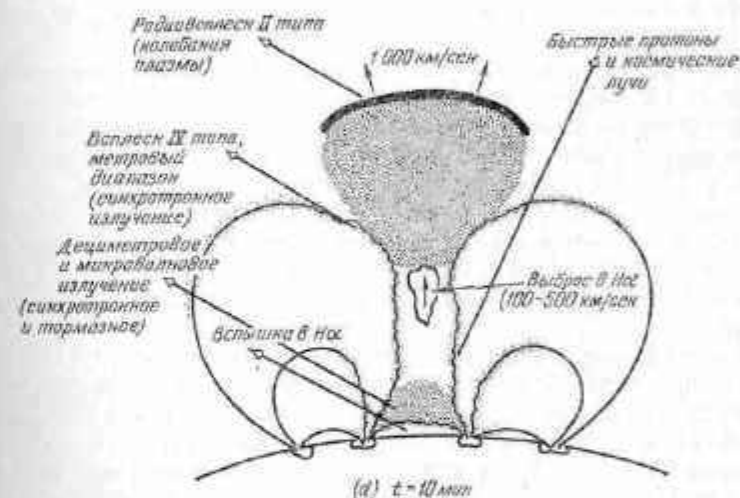
(b) $t=5 \text{ сек}$

Р и с. 77. Эволюционная модель явления вспышки, согласующаяся с общими свойствами, наблюдаемыми в диапазоне радио-, оптического, рентгеновского и корпускулярного излучения.

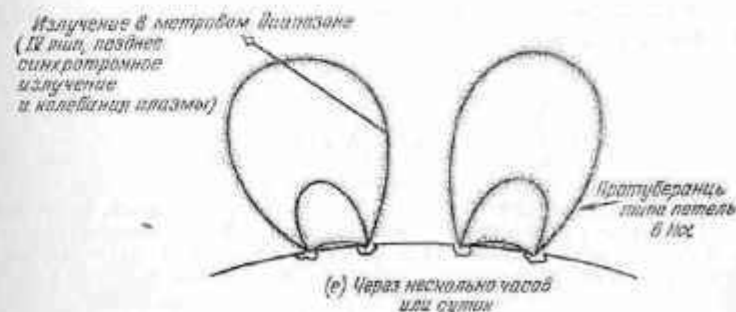
Предполагается, что вспышки образуются в нейтральной точке. Эту модель путем простого изменения можно применить и к другим конфигурациям. Во время первой фазы вспышки происходит выброс быстрых электронов и связанного с ними электромагнитного излучения.



(c) $t=5 \text{ мин}$



(d) $t=10 \text{ мин}$



(e) Через несколько часов или суток

Р и с. 78. Вторая фаза вспышки. Распространяющийся наружу ударный фронт ускоряет и захватываетпереди себя частицы; ему сопутствует корпускулярное и электромагнитное излучение [26].

в виде всплесков III типа. отождествление всплесков III типа с плазменными колебаниями представляется надежным, поскольку иногда наблюдаются гармоники. При этом всплески V типа возникают в результате синхротронного излучения самих электронов. Аналогично группа медленных протонов и электронов (возможно, связанных с движением вещества вспышки) перемещается со скоростью порядка 10^3 км/сек в ударном фронте, который возбуждает плазменные колебания, наблюдаемые в виде всплесков II типа. Всплески IV типа являются синхротронным излучением и плазменными колебаниями, вызванными ускоренными электронами и протонами, возникшими в возмущенной области за ударным фронтом.

Поляризация излучения IV и V типов подтверждает их отождествление с синхротронным излучением. Возможная модель, объясняющая большую часть особенностей излучения вспышки, изображена на рис. 77 и 78.

Скорости, связанные со всплесками II типа, поразительно совпадают со скоростями корпускулярных потоков, которые считаются ответственными за геомагнитные явления. Однако геомагнитные явления обычно наблюдаются только в тех случаях, когда всплески II типа сопровождаются всплесками IV типа. С физической точки зрения это означает, что за фронтом ударной волны должно быть достаточное количество вещества, чтобы вызвать излучение IV типа и возникновение геомагнитных явлений. Структура всплесков IV типа весьма сложна, их разделяют на несколько подклассов.

Изолированные всплески представляются всплесками III типа, происходящими вне больших всплесков. Вместе с тем имеется большое сходство между всплесками III типа и U-образными всплесками, которые сначала смещаются в сторону низких частот, а затем обратно к высоким частотам. Механизм представляется таким же, как для всплесков III типа, однако с тем отличием, что возмущение движется в солнечной атмосфере под влиянием магнитного поля сначала вверх, а затем вниз.

ЛИТЕРАТУРА

Прозрачность атмосферы рассмотрена в работе

1. Goldberger L., Dyer E. R., in *Science in Space*, ed. L. V. Berkner, H. Odishaw, McGraw-Hill Book Company, New York, 1961, pp. 341—399. (Русский перевод: Наука в космосе, под ред. Л. Беркнера и Х. Одшоу, Физматгиз, 1964.)

К разд. 7.1

Описанный всплеск γ -излучения рассмотрен в работе

2. Peterson L. E., Winckler J. R., *J. Geophys. Res.*, **64**, 697 (1959).

(Русский перевод в сб. «Исследования верхней атмосферы с помощью ракет и спутников», М., ИЛ, 1961.)

См. также

3. Greenstein J. L., in *Space Age Astronomy*, eds. A. J. Deutsch, W. B. Klemperer, Academic Press Inc., New York, 1962, pp. 214—218.
4. Tousey R., in *Space Astrophysics*, ed. W. Liller, McGraw-Hill Book Company, New York, 1961, pp. 1—16. (Русский перевод: Космическая астрофизика, под ред. У. Лиллера, М., ИЛ, 1962.)
5. Friedman H., in *Space Astrophysics*, ed. W. Liller, McGraw-Hill Book Company, New York, 1961, pp. 107—120. (Русский перевод: Космическая астрофизика, под ред. У. Лиллера, М., ИЛ, 1962.)
- Обзоры наблюдений рентгеновского излучения даны в работе
6. Friedman H., in *The Solar Corona*, ed. J. W. Evans, Academic Press Inc. New York, 1963, pp. 45—58.
- Теория рассмотрена в статье
7. Elwert G., *J. Geophys. Res.*, **66**, 391 (1961). (Русский перевод в сб. «Ультрафиолетовое излучение Солнца и межпланетная среда», М., ИЛ, 1962, стр. 151.)

К разд. 7.2

Следующие работы являются прежде всего обзором статей, содержащих сводку данных наблюдений и подробную библиографию:

8. Purcell J. D., Packer D. H., Tousey R., in *Space Research*, ed. H. Kallmann-Bijl, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1960, pp. 581—589.
 9. Rense W. A., in *Space Research*, ed. H. Kallmann-Bijl, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1960, pp. 608—614.
 10. Friedman H., in *Space Research II*, eds. H. C. Van de Hulst, C. de Jager, A. F. Moore, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1961, pp. 1021—1035.
 11. Hinteregger H. E., *J. Geophys. Res.*, **66**, 2367 (1961).
 12. Tousey R., in *Space Age Astronomy*, eds. A. J. Deutsch, W. B. Klemperer, Academic Press Inc., New York, 1962, pp. 104—114.
 13. Rense W. A., in *Space Astrophysics*, ed. W. Liller, McGraw-Hill Book Company, New York, 1961, pp. 17—33. (Русский перевод: Космическая астрофизика, под ред. У. Лиллера, М., ИЛ, 1962.)
- См. также ссылки [4, 5].

К разд. 7.3

Обзор ранних работ по определению потока La -излучения содержится в работе

14. Bugar E. T., Chubb T. A., Friedman H., Kupperian J. E. Jr., Kreplin R. W., *Astrophys. J.*, **128**, 738 (1958). (Русский перевод в сб. «Исследования верхней атмосферы с помощью ракет и спутников», М., ИЛ, 1961.)

Новейшие измерения потока La -излучения рассмотрены в большинстве ссылок к разд. 7.2. Фотографии Солнца в линии La описаны в работе

15. Purcell J. D., Packer D. H., Tousey R., in *Space Research*, ed. H. Kallmann-Bijl, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1960, pp. 594—598.

Спектры линии La с высоким разрешением рассмотрены в статье

16. Purcell J. D., Tousey R., in *Space Research*, ed. H. Kallmann-Bijl, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, pp. 590—593.

О ширине линии Li см. также ссылку [13]. Полезная библиография по вопросу о процессах поглощения ультрафиолетового излучения в верхней атмосфере содержится в статье

17. Watanabe K., *Advan. Geophys.*, **5**, 153 (1958). (Русский перевод в сб. «Исследования верхней атмосферы с помощью ракет и спутников», М., ИЛ, 1961.)

Теория образования линии Li содержится в работе

18. Morton D. C., Widing K. G., *Astrophys. J.*, **133**, 596 (1961). (Русский перевод в сб. «Ультрафиолетовое излучение Солнца и межпланетная среда», М., ИЛ, 1962.)

К разд. 7.4

Оптический спектр рассмотрен в работе

19. Pettit E., in *Astrophysics*, ed. J. A. Hynek, McGraw-Hill Book Company, New York, 1951, pp. 259—301.
См. также
20. Goldberg L., Pierce A. K., in *Handbuch der Physik*, Bd. 52, ed. S. Flugge, Springer-Verlag OHG, Berlin, 1959, S. 1—79.

Ссылки на атласы солнечного спектра имеются в [20]. Спектр поглощения атмосферы рассмотрен в работе

21. Goldberg L., in *The Earth as a Planet*, ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, Chicago, 1954, pp. 434—490.

К разд. 7.5

Спектр в этой работе рассмотрен в [20, 21]. См. также ссылки к этим статьям.

К разд. 7.6

Свойства коэффициента поглощения атмосферы рассмотрены в учебниках по радиоастрономии и в [21]. Обзоры по солнечному радиоизлучению содержатся в работах

22. Rawsey J. L., Bracewell R. N., *Radio astronomy*, Clarendon Press, Oxford, 1955. (Русский перевод: Дж. Поу и Р. Брейсуэлла, Радиоастрономия, М., ИЛ, 1958.)
23. Rawsey J. L., Smerd S. F., in *The Sun*, ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, 1953, pp. 466—531. (Русский перевод: Солнце, под ред. Дж. Койпера, М., ИЛ, 1960.)
24. *Radio Astronomy*, ed. H. C. Van de Hulst, Cambridge University Press, London 1957.
25. *Paris Symposium on Radio Astronomy*, ed. R. N. L. Bracewell, Stanford, 1959. (Русский перевод: Радиоастрономия, под ред. Р. Брейсуэлла, М., ИЛ, 1961.)

Представляют также интерес ссылки к разд. 5.3, гл. 6 и ссылка [7, стр. 283—322] гл. 5. Итоги последних исследований приведены в статьях

26. Wild J. P., in *The Solar Corona*, ed. J. W. Evans, Academic Press Inc., New York, 1963, pp. 115—127.
27. Wild J. P., *J. Phys. Soc. Japan*, **17** (suppl. A-II), 249 (1962).

Дополнительная литература

О рентгеновском и ультрафиолетовом излучении см. сб. «Исследования космического пространства», изд-во «Наука», 1965.

ГЛАВА 8

Межпланетный газ

8.1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование межпланетного газа является весьма интересной и актуальной проблемой. Оно ведется лишь в течение нескольких лет, и в силе устремительности его развития часто трудно и даже при всем желании невозможно изложить вопрос достаточно систематично. Поскольку физика межпланетного газа находится в состоянии быстрого развития, мы обратим особое внимание на историю вопроса.

Предположение о существовании межпланетного газа или среды, заполняющей пространство между планетами, впервые было высказано для объяснения зодиакального света (см. гл. 13). Эта широкая светящаяся полоса вдоль эклиптики возникает в результате рассеяния солнечного света частицами межпланетной среды. Зодиакальный свет легко наблюдать невооруженным глазом в некоторых районах в благоприятное время года. Возникает вопрос, какова природа частиц, вызывающих рассеяние излучения. В течение ряда лет считалось, что зодиакальный свет возникает в результате простого отражения или рассеяния солнечного излучения пылью. Затем Бер и Зидентопф обнаружили поляризацию зодиакального света. Степень поляризации оказалась слишком большой, чтобы ее можно было объяснить рассеянием на пыли, и потому было высказано предположение, что заметная доля зодиакального света возникает из-за рассеяния солнечного света на свободных электронах.

На основании анализа поляризованной компоненты зодиакального света и в предположении, что все поляризованное излучение возникает из-за рассеяния на электронах, было получено значение электронной концентрации вблизи орбиты Земли около 600 см^{-3} . Как мы увидим, это значение завышено, и поляризация должна вызываться пылью. Тем не менее эти наблюдения, а также работы Бирмана, посвященные кометным хвостам, стимулировали большой интерес к межпланетной среде.

Выполненные Бирманом наблюдения кометных хвостов (гл. 9) также указывают на существование межпланетной плазмы. В хвостах комет можно различить узлы и проследить их движение. Эти движения и особенно ускорения можно объяснить постоянным потоком вещества от Солнца, т. е. солнечным корпускулярным излуче-

нием, или солнечным ветром. Идея истечения газа из Солнца была высказана много лет назад. Например, развивая теории геомагнетизма и полярных сияний, Чепмен и Ферраро считали, что происходит истечение нейтральной плазмы из Солнца. Бирман развил эту концепцию, считая, что излучение существует практически всегда и выходит по всем направлениям. Простейшая модель явления приводит к электронной концентрации около 600 см^{-3} и скорости расширения w от 500 до 1000 км/сек.

Согласие этих величин с результатами Бера и Зидентофа считалось удачным. Ниже мы выясним, как их следует пересмотреть. В то время они были также в согласии с результатами определения концентраций по распространению радиоволн (см. гл. 18).

Каково происхождение межпланетного газа? Чепмену и Паркеру принадлежит теория, оказавшаяся достаточно плодотворной. В основе ее лежит идея о том, что межпланетная среда является разреженным продолжением солнечной короны.

Таким образом, мы приходим к изучению модели межпланетной среды. Заметим, что простое рассмотрение межпланетной плазмы как разреженного продолжения солнечной короны не определяет физических процессов, которые ее поддерживают. Ниже обсуждается несколько таких механизмов. В настоящее время различают три источника межпланетного газа:

1) явления, связанные с хромосферными вспышками (разд. 6.6 и 7.6);

2) корпускулярные потоки (по-видимому, дискретные), связанные с 27-дневным периодом; полагают, что они связаны с унолярными магнитными областями на Солнце (разд. 6.8); возможно, это далекие продолжения больших корональных потоков;

3) общее стационарное расширение, напоминающее ветер, анализу которого посвящена большая часть этой главы.

8.2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Предполагается, что межпланетный газ сферически симметричен и находится в стационарном состоянии. Магнитное поле не учитывается. Основными уравнениями являются уравнение движения

$$\frac{NM}{2} \nabla w^2 = -\nabla (NkT) - NM \nabla \varphi, \quad (1)$$

уравнение неразрывности

$$\nabla \cdot (Nw) = 0 \quad (2)$$

и первое начало термодинамики с учетом теплопроводности и притока энергии

$$\nabla \cdot (K \nabla T) + F(r, N, T) = -kT w \cdot \nabla N + \frac{3}{2} Nk w \cdot \nabla T. \quad (3)$$

В этих уравнениях $N = 2N_e$ — полная концентрация частиц, $M = M_H/2$ — средняя масса частиц, w — скорость расширения, T — температура, $\varphi = -M_\odot G/r$, r — гелиоцентрическое расстояние, K — коэффициент теплопроводности, k — постоянная Больцмана. В уравнении (1) вязкостью пренебрегаем. Уравнение (3) связывает теплопроводность с движением масс газа, причем в правой части учтено соотношение

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + w \cdot \nabla.$$

Это уравнение выражает тот факт, что общий поток энергии, поступающей в единицу объема (за счет дивергенции потока энергии вследствие теплопроводности или за счет поступления энергии, выражаемого членом $F(r, N, T)$), должен идти на расширение газа или на увеличение внутренней энергии при росте температуры.

Два интеграла этих уравнений получаются сразу. Уравнение (2) дает

$$Nwr^2 = C, \quad (4)$$

где $4\pi C$ — полное число частиц, покидающих Солнце за 1 сек. В уравнении (3) поступление энергии можно записать в виде $-\nabla \cdot b(r)$, где $b(r)$ — поток энергии (скажем, механической). Тогда объединяя и интегрируя уравнения (1) и (3), получим

$$\frac{1}{wN} \left(K \frac{dT}{dr} - b \right) + E_\infty = \frac{Mw^2}{2} + \frac{5}{2} kT + M\varphi. \quad (5)$$

Правая часть этого уравнения дает полную энергию, приходящуюся на одну частицу; член $5kT/2$ объединяет внутреннюю энергию $3kT/2$ и потенциальную kT , обусловленную адиабатическим расширением. Левая часть выражает энергию частицы через разность энергии на бесконечности и энергии, которую частица, убегающая в бесконечность, приобретает за счет теплопроводности и притока энергии.

Рассмотрим теперь, как различные авторы подходят к этой проблеме. Чепмен анализирует случай статической короны. Это соответствует предположению о наличии на больших расстояниях барьера, позволяющего изучать статически равновесную конфигурацию. Помимо этого, он допускает, что нет ни поступления, ни потери энергии. Следовательно, при $w = 0$ уравнение (3) дает

$$\nabla \cdot (K \nabla T) = 0. \quad (6)$$

Во всех случаях межпланетная среда рассматривается как плазма, т. е. протонно-электронный газ. Поэтому коэффициент теплопроводности определяется выражением

$$K = K_0 T^{5/2} \text{ эрг/см} \cdot \text{сек} \cdot ^\circ\text{K}, \quad (7)$$

где $K_0 = 5 \cdot 10^{-8}$ (СГС). Уравнение, получающееся после подстановки выражения (7) в уравнение (6), легко интегрируется. Используя условие $T \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$, получаем

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{2/7}. \quad (8)$$

Это решение соответствует очень медленному падению температуры по мере удаления от Солнца. Если принять значение температуры 10^6 К у основания короны, мы получаем температуру $220\,000$ К у орбиты Земли. Зная температуру и величину солнечного притяжения, можно рассчитать концентрацию из условия гидростатического равновесия. Для температуры короны 10^6 К концентрация у орбиты Земли составляет примерно $300\text{--}400$ электронов/см³. Это в общем согласуется с измерениями Бера, Зидентофа и других. Однако концентрация, определяемая из уравнения (1) при $\omega = 0$, в действительности имеет минимум и затем на больших расстояниях возрастает. В результате давление на больших расстояниях остается конечным и, следовательно, не может быть уравновешено.

Поэтому представляется, что расширение является характерной чертой межпланетной среды, так как барьера, постулированного, чтобы обеспечить $\omega = 0$, фактически не существует. Есть и другие указания (например, ускорения узлов в хвостах комет), подтверждающие это заключение. Однако уравнение (8) все же может дать разумную оценку температуры, если, несмотря на расширение, теплопроводность остается существенной.

Теперь рассмотрим модели, в которых учитывается расширение. Паркер предположил, что температура в короне остается постоянной вплоть до некоторого расстояния (скажем, от 5 до $20 R_\odot$) и что корона адиабатически расширяется вне этого предела (т. е. в элемент объема нет притока тепла). Это соответствует подбору такой функции $F(r, N, T)$ в уравнении (3), что T постоянно во внутренней области, при этом корона нагревается вплоть до весьма больших расстояний. Внешняя область соответствует $F(r, N, T) = K = 0$ в уравнении (3). С помощью модели такого типа Паркер смог получить скорости, а также концентрации, которые можно приписать солнечному ветру.

Согласно наиболее поздним расчетам Паркера, для области вблизи орбиты Земли $N_e \approx 30$ см⁻³ и $\omega \approx 400$ км/сек в эпоху минимума солнечной активности и $N_e \approx 150$ см⁻³ и $\omega = 550$ км/сек в эпоху максимума. В первоначальной модели Паркера такие большие скорости получались вплоть до очень больших расстояний от Солнца. Температура у Земли оказалась порядка $100\,000$ К, а концентрация несколько меньше, чем по наблюдениям зодиакального света

и модели Чепмена. Однако из других соображений следует, что эти значения ближе к действительности.

В своем методе Чемберлен полагает в уравнении (5) b и E_∞ равными нулю. Следовательно, энергия поступает в корону только через ее основание. В результате вблизи орбиты Земли получаются следующие значения: $T \approx 20\,000$ К, $N_e \approx 30$ см⁻³ и $\omega \approx 20$ км/сек. Основное различие между рассуждениями Чемберлена (солнечный бриз, или дозвуковое решение) и Паркера (солнечный ветер, или

Рис. 79. Схема, показывающая распределение скоростей в межпланетном газе для моделей солнечного ветра и солнечного бриза [12]. Показан также ударный фронт и распределение, которое, возможно, имеет место в действительности (жирная линия).



сверхзвуковое решение) заключается в характере поступления тепла в корону. По Чемберлену, оно происходит только у основания, в то время как предположенное Паркером постоянство температуры до расстояния многих солнечных радиусов требует существенного притока энергии. Реальная картина может оказаться промежуточной, поскольку, как мы видели в разд. 5.1, некоторое нагревание короны вызывается замедленными возмущениями, возникающими в хромосфере в результате столкновения ударных фронтов.

Нобл и Скарф получили решения $b = 0$, но $E_\infty \neq 0$, соответствующие уравнению (5). За исходные эти авторы приняли значения, наблюдаемые вблизи Земли, и провели интегрирование назад в корону. Согласие (в короне) достаточное, но не полное. Полезный обзор гидродинамических моделей содержится в работе [9] гл. 8.

О различном характере зависимости скорости расширения от расстояния для обоих рассмотренных случаев можно судить по рис. 79. Жирная линия соответствует возможному состоянию межпланетного газа. Обратите внимание на то, что сверхзвуковое решение (большие значения скорости) претерпевает скачок при переходе к дозвуковому решению (малые скорости), как было отмечено Клаузером. Переход аналогичен явлению, наблюдаемому в ванне. Когда вынимается пробка, возникают два режима. Первый — в мелкой, примерно круглой области вокруг стока — характеризуется большими скоростями. Эта область окружена более глубокой, в сущности стационарной, средой. Неровное кольцо между этими

двумя областями — «переходная зона». В обоих случаях (ванна и межпланетная среда) переходные зоны возникают вследствие одной и той же причины: давления окружающей стационарной среды.

Следует ожидать возникновения переходной области там, где динамическое давление в солнечном ветре ($\sim N_e m_H \omega^2$) становится сравнимым с давлением в стационарной среде. Для постоянной скорости расширения (что, по-видимому, соответствует области дальше 1 а. е.), плотность, а следовательно, и давление меняются, как r^{-2} ; таким образом, в конечном счете давление становится сравнимым с межзвездным и происходит слияние обеих сред. Вне переходной зоны средние тепловые скорости близки к ω . Для случая Солнца это соответствует значению температуры $\sim 10^7$ °K.

Оба рассмотренных метода предполагают связь межпланетного газа с гидродинамическими явлениями. Возможны еще два других. Во-первых, можно считать, что газ возникает в результате испарения ионов и электронов из короны (разд. 18.7 и 18.8). Во-вторых, возможен механизм «арбузного семечка» Шлютера. В среде, в которой B уменьшается наружу, диамагнитная капля испытывает большее магнитное давление ($B^2/8\pi$) на внутренней стороне, чем на внешней. Поэтому капля выжимается наружу, подобно арбузному семечку между пальцами. Предполагается, что диамагнитные капли выбрасываются в корональное магнитное поле из водородной конвективной зоны.

8.3. ЭМПИРИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И МОДЕЛИ

Предположение о том, что зодиакальный свет по существу вызван рассеянием на свободных электронах, может быть проверено независимо от поляризационных измерений. Из-за тепловых движений электронов и эффекта Доплера рассеяние излучения на электронах вызывает расширение фраунгоферовых линий в спектре. Поэтому центральные интенсивности линий также меняются. Следовательно, электронную концентрацию в принципе можно получить, сравнивая собственно фраунгоферов спектр со спектром зодиакального света (см. также разд. 5.3).

Для осуществления подобных наблюдений требуются исключительно хорошие условия. Блекуэлл и Ингам наблюдали в Андах в Боливии на высоте ~ 5200 м на южной геомагнитной широте 3° , где влияние слабых полярных сияний практически не сказывается.

Чтобы обнаружить межпланетные электроны, они сравнивали спектры зодиакального света со спектром Солнца. Проблема получения спектров усложняется рассеянием света в спектрографе, которое нужно исключить. При дальнейшей обработке требуется также

исключить фон свечения ночного неба или полярного сияния. Эти причины заставляют выбирать место наблюдений высоко в горах.

Блекуэлл и Ингам не обнаружили расширения линий, вызванного межпланетными электронами. Тем самым верхний предел электронной концентрации определяется величиной ошибки их наблюдений. Первоначально они получили результат около 100 см^{-3} . В более новой работе он уменьшен до 30 см^{-3} . Блекуэлл и Ингам также наблюдали флуктуации зодиакального света, которые можно приписать электронам корпускулярного потока с концентрацией около 300 см^{-3} . Это существенно большее значение относится к дискретным потокам и не является типичным. Результаты Блекуэлла и Ингама вместе с наблюдениями Бера и Зидентофа означают, что поляризация должна вызываться пылевыми частицами. Эта проблема рассмотрена ниже в разд. 13.1.

Концентрации, получающиеся в модели Паркера и Чемберлена, согласуются с наблюдениями Блекуэлла и Ингама. Следует, однако, заметить, что концентрация 600 см^{-3} не согласуется с описанными наблюдениями. Ранее полагали, что это значение необходимо, чтобы объяснить ускорения узелков в кометных хвостах столкновениями с частицами.

Модели межпланетной среды получались также эмпирически. До сих пор эти модели мало опирались на данные, полученные на ракетах и спутниках. Однако, насколько это только возможно, использовались наблюдения таких естественных зондов, как планеты и кометы.

Скорость ω солнечного ветра можно оценить по ориентации кометных хвостов I типа. В этом случае ориентация определяется динамической аберрацией (разд. 9.5). Поэтому ω можно определить для области пространства, где наблюдаются кометы с такими хвостами. Для сферически симметричного случая уравнение неразрывности

$$N_e \omega r^2 = \text{const}$$

позволяет найти распределение плотности, если ее значение известно хотя бы в одной точке. В гл. 18 описаны результаты ракетных измерений геомагнитного поля на больших расстояниях. Они показывают, что существует граница или обрыв геомагнитного поля на расстоянии около $14 R_\oplus$. Если считать, что имеет место примерное равенство давлений солнечного ветра $N_e m_H \omega^2$ и геомагнитного поля $B_e^2/8\pi$, где B_e относится к границе, то $N_e \approx 1 \text{ см}^{-3}$ для $\omega = 300 \text{ км/сек}$. Эту модель можно продолжить вплоть до короны, используя наблюдаемые значения электронной концентрации в короне и скорости, определенные по уравнению неразрывности.

Можно проверить, согласуются ли найденные эмпирические значения для области вблизи орбиты Земли с теоретической форму-

лой, основанной на функции распределения $f(r, v, t)$, для области вблизи земной орбиты (разд. 6.2). Определяя моменты этой функции распределения, можно найти соотношение, связывающее параметры в короне (скажем, при $r = 4 R_{\odot}$) с параметрами вблизи земной орбиты. Если сделать разумные предположения относительно соответствующих условий в короне, то находим, что при температуре

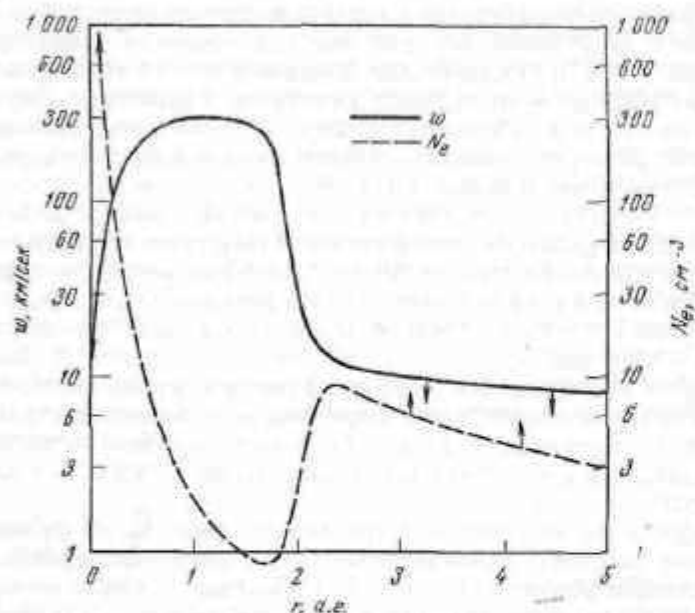


Рис. 80. Полуэмпирическая модель, описанная в тексте [20].

50 000—100 000° вблизи орбиты Земли допустимы значения $w = 200\text{--}400$ км/сек и $N_e = 1\text{--}5$ см⁻³.

Принципиальное отличие эмпирической модели от подобной полуэмпирической, вариант которой изображен на рис. 80, заключается в большей концентрации.

Следует подчеркнуть, что полученная электронная концентрация представляет собой некое среднее как по пространству, так и по времени. Наличие структуры в короне наводит на мысль о возможной тонкой структуре межпланетного газа. Последняя непосредственно исследуется при покрытии радионисточников, подобных Крабовидной туманности, во время их прохождения за солнечной короной. Когда Крабовидная туманность заслоняется Солнцем, полный поток излучения от нее уменьшается, в то время как ее угловые

размеры увеличиваются. Это явление объясняется рассеянием радиоизлучения на неоднородностях электронной концентрации, находящихся не только в короне, но также и в межпланетном пространстве.

В настоящее время область, охваченная наблюдениями, простирается до расстояния $100 R_{\odot}$. Результаты согласуются с представлением о рассеянии на продолговатых, радиально вытянутых флуктуациях концентрации. Вытянутость, по-видимому, возникает в результате воздействия магнитного поля. Заметим, что наши рассуждения в разд. 5.3 о прохождении радиоволн хотя и применимы к короне, но относятся к однородной среде без флуктуаций плотности.

Только что рассмотренные результаты показывают, что, возможно, необходима некоторая поправка к выводам, описанным в разд. 5.3.

Значения температуры ($\sim 10^5$ К) и концентрации частиц (~ 2 см⁻³), которые, по-видимому, имеют место вблизи орбиты Земли, ставят другую проблему. Длину среднего свободного пробега протонов в плазме можно записать так:

$$\lambda \approx \frac{1}{2} \cdot 10^{-9} \frac{T^2}{N_e} \text{ а. е.} \quad (1)$$

Уравнение (1) следует из выражений для частоты столкновений протонов и для средней скорости частиц газа при температуре T . Эта формула дает $\lambda \approx 1$ а. е. вблизи орбиты Земли. Следовательно, для поддержания изотропного распределения скоростей частиц в системе координат, движущейся со средней скоростью расширения, частота столкновений недостаточна. Поскольку распределение скоростей вполне может быть анизотропным, уравнение (8) из разд. 8.2, справедливое для изотропного случая, может оказаться неприменимым. Следовательно, получающиеся на основании имеющихся гидродинамических моделей выводы надо применять с осторожностью. Распределение скоростей должно быть промежуточным между изотропным и радиальным, однако на него вполне может оказывать влияние межпланетное магнитное поле. В последнем случае возможность представить межпланетную среду в виде жидкости должна основываться на предположении о существовании межпланетного магнитного поля.

Свойства межпланетного газа дальше расстояний в 1 а. е. определены значительно менее надежно, чем внутри этой области. По-видимому, имеет место режим с постоянной скоростью w и концентрацией N_e , пропорциональной r^{-2} до тех пор, пока не достигается переходная область, рассмотренная в разд. 8.2. Ориентация кометных хвостов II типа для $r \gg 2$ а. е. наводит некоторых исследователей на мысль, что солнечный ветер затихает на расстоянии

около 2 а. е. Этот факт учитывается эмпирическими и полуэмпирическими моделями.

По-видимому, помимо ориентации хвостов, с этими моделями согласуются некоторые другие особенности комет. Например, характер зависимости диаметра головы кометы от гелиоцентрического расстояния меняется где-то в интервале от 1,5 до 2 а. е. Это говорит об изменении свойств межпланетной среды. Кроме того, до сих пор кометы с хвостами I типа обнаружены только внутри области радиусом 1,5—2 а. е. Эти хвосты состоят главным образом из CO^+ . Кометы с хвостами I типа могут появляться только вблизи Солнца потому, что солнечный ветер прямо или косвенно вызывает наблюдаемую ионизацию в кометных хвостах. Однако эта гипотеза остается еще спорной.

Наконец, наличие переходной зоны на расстоянии около 2 а. е. согласуется с нашими знаниями о строении Галактики и о локальной межзвездной среде. Взаимодействие между солнечным ветром и межзвездной средой, без сомнения, имеет магнитную природу. Оно во многом подобно взаимодействию с земной атмосферой через геомагнитное поле. Отсюда можно оценить поле, способное противостоять солнечному ветру, и найти положение переходной области. Геомагнитное поле напряженностью $10\text{--}20\gamma$ ($1\gamma = 10^{-5}\text{ гс}$) оказывает такое же давление, как и солнечный ветер. Мы принимаем за наибольшее значение 10γ , так как считаем, что рассматриваемая область возникла в результате сжатия геомагнитного поля солнечным ветром. Сравнивая давление ветра с давлением местного межзвездного магнитного поля B_1 , получаем, что гелиоцентрическое расстояние переходной области пропорционально B_1^{-1} .

Если предположить, что для геомагнитных и межзвездных условий механизм взаимодействия одинаков, получаем, что переходная область находится на расстоянии $10/B_1$ а. е. (где B_1 выражено в γ). Существующие измерения межзвездных полей дают оценки $1\text{--}3\gamma$, и, если это верно, переход должен происходить на расстоянии от 3 до 10 а. е. В действительности среднее расстояние от Солнца может быть даже меньше указанной величины, поскольку магнитные измерения производились в эпоху максимума солнечной активности. Кроме того, в межзвездном пространстве существенным может оказаться давление космических лучей.

В дополнение к этому вогнутость границы, разделяющей межпланетную и межзвездную среду, по отношению к Солнцу означает, что имеет место так называемая «обменная неустойчивость»: сгустки плазмы могут проходить через границу. Следовательно, солнечный ветер относительно менее эффективен в сдувании магнитного поля, чем в геомагнитном случае (выпуклая поверхность).

Природа границы между межпланетной и межзвездной средой совсем неясна. Альтернативная модель обсуждалась Паркером

(см. [26] гл. 8). Для физики пограничного слоя также необходимо выяснить и изучить роль межпланетного магнитного поля.

Представляется, что намеченная здесь картина согласуется с тем, что требуется для накопления космических лучей. Отметим, однако, что в целом согласие между различными определениями положения переходной зоны отсутствует и описанная интерпретация хвостов II типа у далеких комет противоречива.

8.4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЗОНДИРОВАНИЯ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

Плазменное зондирование, осуществленное с помощью Маринера 2, запущенного на большое расстояние от Земли, во многом устранило неуверенность описанных выше результатов. По существу в течение всего времени наблюдался некоторый плазменный ток (рис. 81). Нормальным условием соответствовала электронная концентрация 2 см^{-3} и $w = 500\text{ км/сек}$. Эти результаты грубо совпадают с данными полуэмпирической модели. При возмущенных условиях концентрация удваивается и $w = 800\text{ км/сек}$ (рис. 82). Некоторая трудность интерпретации возникает из-за того, что в солнечном ветре, помимо ожидаемой протонной компоненты, обнаруживается заметное содержание гелия.

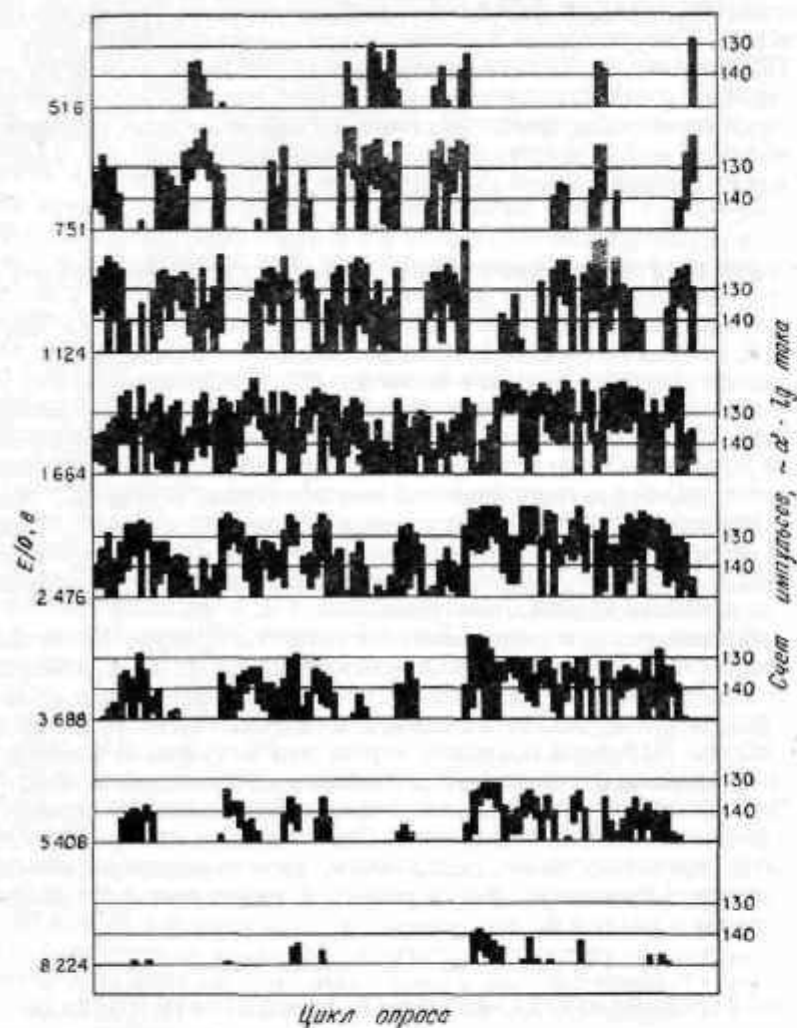
Наблюдения также позволяют оценить температуру по дисперсии скоростей. Нейгебауэр и Снайдер получили $2 \cdot 10^5\text{ К}$. Результаты, полученные на Эксплорере 10, несколько отличаются от данных Маринера 2, однако их можно согласовать (см. разд. 18.9). Результаты Маринера 2 сходны с тем, что получено в Советском Союзе с помощью ионных ловушек на больших удалениях от Земли*.

Межпланетные магнитные поля также исследовались аппаратурой, установленной на Маринере 2. Поле меняется от 2 до 10γ . Оно является преимущественно радиальным, хотя определенно имеется поперечная компонента. Мы вернемся к межпланетному магнитному полю в разд. 8.6.

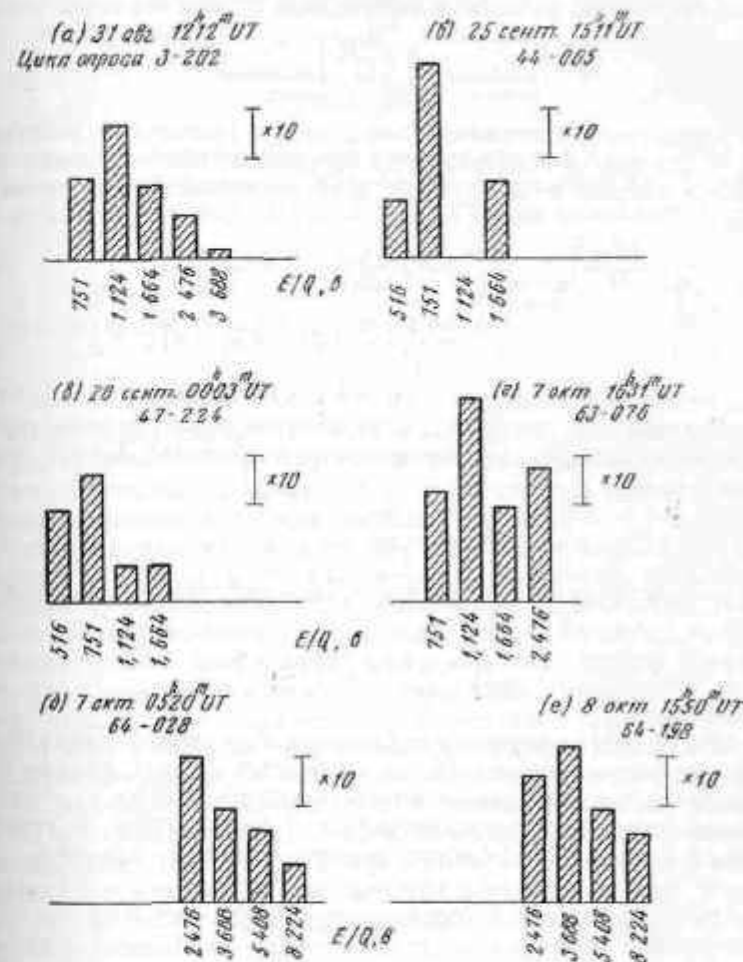
8.5. НЕЙТРАЛЬНАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ МЕЖПЛАНЕТНОГО ГАЗА

Некоторое время предполагалось, что излучение ночного неба в линии $\text{L}\alpha$ (гл. 18) вызывается рассеянием фотонов $\text{L}\alpha$ нейтральным водородом межпланетной среды в направлении к Земле. Следовательно, было интересно рассчитать распределение нейтрального водорода в межпланетной среде.

* См. сборник «Исследования космического пространства», изд-во «Наука», 1965. — Прим. ред.



Р и с. 81. Сводка данных, полученных 20 августа — 31 октября 1962 г. во время исследования межпланетной среды с помощью Маринера 2. Изображена зависимость энергии от времени. Линии 130 и 140 соответствуют токам около 10^{-11} и 10^{-12} а. Высота полоски изображает разброс значений тока за период около 16 час. Обратите внимание на сильные вариации, а также на то, что в сущности ток можно измерять все время.



Р и с. 82. Примеры спектров межпланетной плазмы, полученных Маринером 2 [23].

К решению этой проблемы можно подойти, предположив стационарное состояние. Это значит, что концентрация нейтрального водорода не должна меняться со временем из-за различных процессов, приводящих к образованию и разрушению нейтрального водорода в фиксированном объеме пространства. Следовательно, необходимо

решить уравнение, которое в общем виде можно записать так:

$$\left[\frac{\partial N_H}{\partial t} \right]_{\text{локальный процесс}} + \left[\frac{\partial N_H}{\partial t} \right]_{\text{движение масс}} = 0, \quad (1)$$

Член, описывающий движение масс, дается уравнением непрерывности, в котором рассматриваются движения, обусловленные расширением плазмы и диффузией. Для сферически симметричного случая

$$\left[\frac{\partial N_H}{\partial t} \right]_{\text{движение масс}} = \nabla \cdot N_H (C_H + w), \quad (2a)$$

$$= \frac{1}{r^2} \cdot \frac{d}{dr} [r^2 N_H (C_H + w)], \quad (2b)$$

где C_H — скорость диффузии относительно плазмы. Член, описывающий локальные процессы, определяется вероятностями рекомбинации и ионизации. Приближенно рекомбинации даются выражением

$$\frac{N_e^2 K_0}{T^{1/2}}, \quad (3)$$

где K_0 — постоянная. Число фотоионизаций равно χN_H , где

$$\chi = \int_{\nu_1}^{\infty} \pi F_{\nu} \frac{\alpha_{\nu}}{h\nu} d\nu. \quad (4)$$

Здесь πF_{ν} — поток излучения от Солнца и α_{ν} — коэффициент поглощения при фотоионизации. Интеграл берется по всем длинам волн короче предела ионизации, соответствующего частоте ν_1 . Частота ионизаций столкновениями составляет $N_e N_H \alpha_c$, где α_c — соответствующий коэффициент. Сбрав различные члены, получим

$$\frac{N_e^2 K_0}{T^{1/2}} - N_H (\chi + N_e \alpha_c) = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} [r^2 N_H (C_H + w)]. \quad (5)$$

Решение этого уравнения можно найти, если известны соответствующие граничные условия. Чтобы получить ясную физическую картину области солнечного ветра, нет необходимости решать полное уравнение. Достаточно просто рассчитать характерное время рекомбинации и сравнить его со временем распространения ветра. Поскольку водород в короне ионизован, отношение $\tau_F / \tau_{\text{рек}}$ грубо дает долю водорода, который может рекомбинировать.

Поскольку мы пренебрегаем фотоионизацией, это дает верхний предел содержания нейтральной компоненты. Далее

$$\tau_F \approx \frac{r}{\langle w \rangle}, \quad (6)$$

$$\tau_{\text{рек}} \approx (N_e \alpha_{\text{рек}})^{-1}, \quad (7)$$

где

$$\alpha_{\text{рек}} = \frac{K_0}{T^{1/2}}. \quad (8)$$

Величина $\tau_{\text{рек}}$ оценивается для средних значений плотности и температуры, приписываемых области, расположенной между точкой r и короной. Для любой разумной модели всегда выполняется условие

$$\frac{\tau_F}{\tau_{\text{рек}}} \ll 1. \quad (9)$$

Отсюда находим, что в солнечном ветре

$$\frac{N_H}{N_e} \ll 1. \quad (10)$$

То же справедливо для гелия и в сущности для всех остальных элементов и ионов. По существу в межпланетной среде вне Земли степень ионизации элементов такая же, как и в короне. Следовательно, межпланетная среда является плазмой.

Рекомбинация возможна и на расстояниях больше 2 а. е. По мере удаления от Солнца степень ионизации должна приближаться к межзвездному значению. Для определения ее, возможно, придется рассмотреть ближайшие звезды ранних типов. В связи с проблемой свечения ночного неба в линии L α представляет интерес концентрация нейтрального водорода за пределами переходной области. Высказывалось предположение, что протоны, становясь вне переходной зоны тепловыми, обмениваются зарядом с межзвездным нейтральным водородом, в результате чего появляются нейтральные атомы водорода со скоростями в несколько сотен километров в секунду. Распределение скоростей изотропно, и этот «горячий» водород может проникать во внутренние части солнечной системы, вызывая существенную часть свечения ночного неба в L α . Эта гипотеза не представляется правдоподобной, поскольку излучение Солнца и ближайших горячих звезд, по-видимому, ионизует межзвездный газ в окрестностях Солнца.

8.6. КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ И МЕЖПЛАНЕТНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Космические лучи впервые были открыты в виде загадочного источника ионизации атмосферы. Воздух, казалось бы хорошо защищенный от внешних воздействий, всегда имел остаточную ионизацию. Поскольку космические лучи обнаруживаются и в глубоких шахтах, сначала предполагалось, что этот источник связан с радиоактивностью земной коры. Однако уже первые эксперименты, выполненные с баллонов, показали, что интенсивность космических лучей

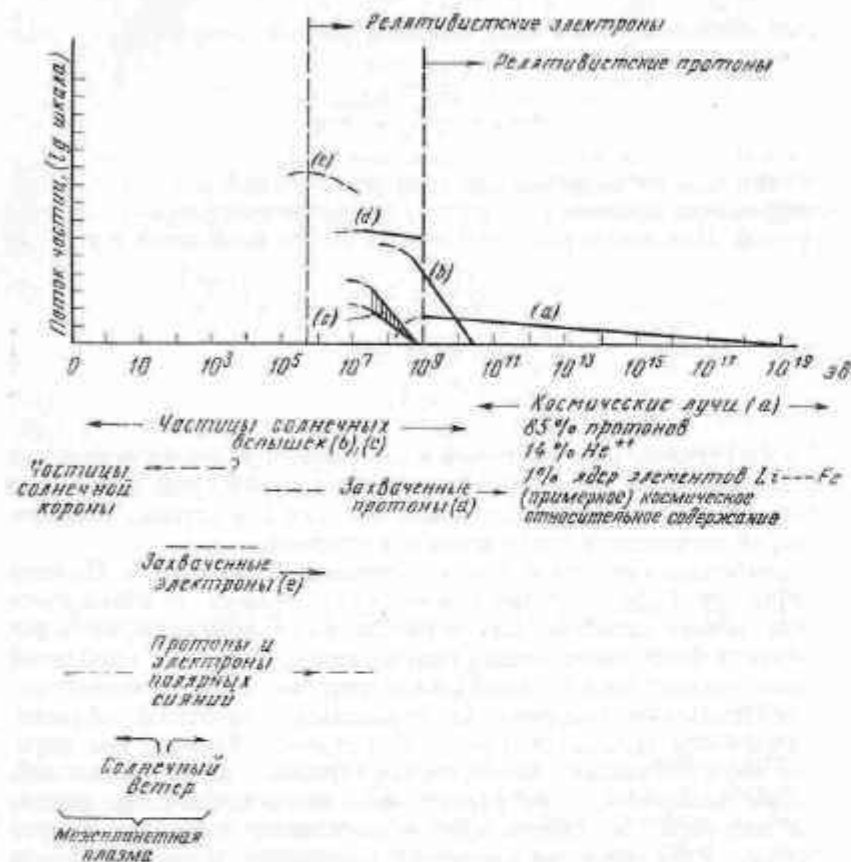


Рис. 83. Диаграмма спектра энергичных частиц, наблюдаемых в солнечной системе. Пунктиром указана экстраполяция. Все частицы, кроме космических лучей (a), возникают в результате процессов внутри солнечной системы и даже лучи (a) модулируются механизмами солнечной системы [37].

возрастает с высотой над поверхностью Земли. Это ясно указало на внеземную природу этих лучей.

В ранних экспериментах наблюдались частицы не первичных, а только вторичных космических лучей, возникающие в атмосфере. Частицы первичных космических лучей обладают энергией от 10^6 до 10^{19} эВ (рис. 83). Считается, что эти частицы возникают главным образом в Галактике. Однако среди них имеется и солнечная компонента.

Галактическая компонента первичных космических лучей содержит 85% протонов, 14% α -частиц и 1% ядер элементов от лития

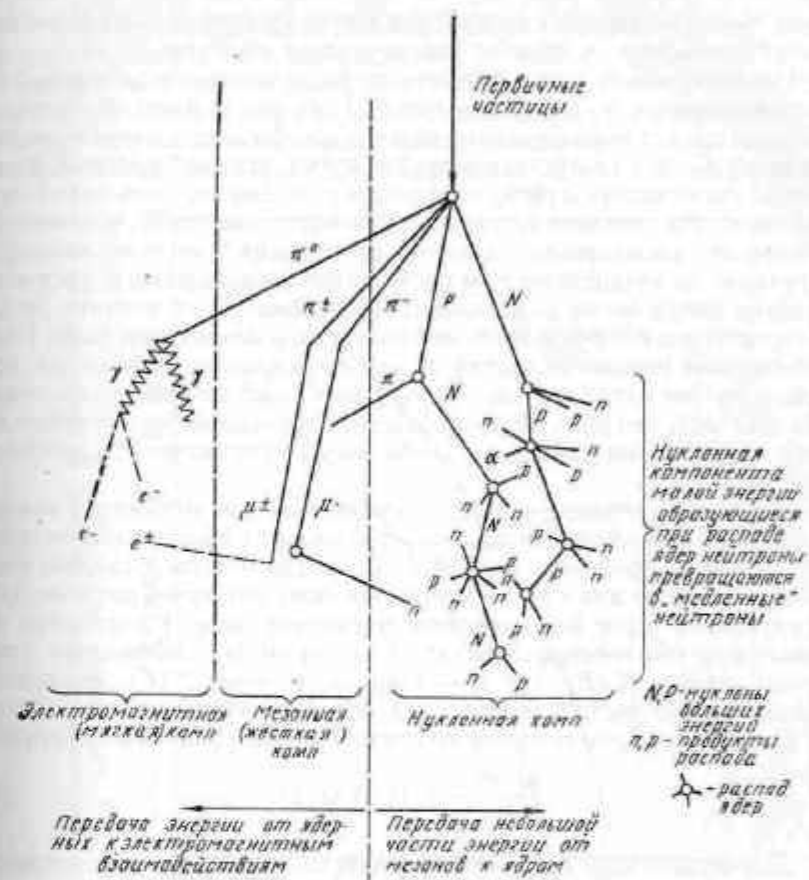


Рис. 84. Диаграмма Симисона [37], показывающая образование в атмосфере компонент вторичных космических лучей в результате попадания в нее первичных космических лучей.

до железа. Вблизи поверхности Земли обнаруживаются лишь вторичные космические лучи, состоящие главным образом из нейтронов и μ -мезонов. Кроме того, имеется некоторое количество электронов и γ -лучей (рис. 84).

Солнечная система может влиять на спектр космических лучей, сама создавая частицы космических лучей или модулируя галактическую компоненту. Рассмотрим первый тип влияния. Известно, что в солнечных явлениях, связанных со вспышками, образуются частицы солнечных космических лучей с энергиями 10^6 — 10^{10} эВ

(разд. 6.6). В некоторых интервалах энергий интенсивность внезапно может возрасти, в десятки раз превышая обычную.

Известно около пяти случаев, когда вспышки сопровождались возникновением космических лучей. При таком явлении частицы вначале приходят на Землю по одному общему направлению, включаемому Солнце. Спустя некоторое время угловое распределение частиц космических лучей, попадающих на Землю, становится изотропным. На поздних стадиях солнечного явления, вызвавшего появление космических лучей, происходит экспоненциальное затухание их интенсивности и постепенное возвращение к уровням, которые имели место до вспышки. По-видимому, эту картину легко интерпретировать с помощью межпланетного магнитного поля. Первоначальное появление частиц из одного направления означает, что межпланетное магнитное поле не вызывает заметного их отклонения. Это означает, что поле внутри области, охваченной земной орбитой, либо существенно радиально, либо имеет напряженность не более 10^{-4} гс.

Изотропия свидетельствует о существовании механизма накопления. Его можно объяснить, допустив наличие хаотических магнитных полей за пределами земной орбиты. Такие поля способны рассеивать космические лучи. Частицы космических лучей должны диффундировать через межпланетное магнитное поле, рассеиваясь на локальных его неоднородностях. Если принять коэффициент диффузии равным $K(E)$, где E — энергия, и через $J(E)$ обозначить концентрацию частиц космических лучей с энергиями в пределах от E до $E + dE$, то получим соответствующее уравнение диффузии

$$\frac{\partial J(E)}{\partial t} = K(E) \nabla^2 J(E). \quad (1)$$

Для бесконечной среды выбросу частиц, происходящему в момент $t = 0$, соответствует частное решение уравнения (1):

$$J(E) = \frac{C}{(\pi K t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{\pi K t}\right). \quad (2)$$

Вблизи Земли r достаточно мало, экспоненциальным членом можно пренебречь, и получается простой закон пропорциональности.

Для действия этого механизма достаточно хаотического поля со среднеквадратичным значением напряженности около 10^{-4} гс. Поскольку частицы космических лучей в конце концов уходят в Галактику, толщину слоя с хаотическим полем можно оценить на основании скорости затухания потока космических лучей. Согласно наблюдениям, этот слой должен располагаться между орбитами Марса и Юпитера (в интервале от 2 до 5 а. е.). Подробно разработанная модель хорошо согласуется с наблюдениями (рис. 85).

Согласно эмпирической модели межпланетной среды, распределение такого типа, по-видимому, и следует ожидать.

Внутри области, ограниченной расстоянием 2 а. е., плотность энергии в солнечном ветре превышает плотность магнитной энергии. Поэтому здесь должно преобладать расширение, при котором силовые линии вытягиваются радиально. Однако на расстоянии

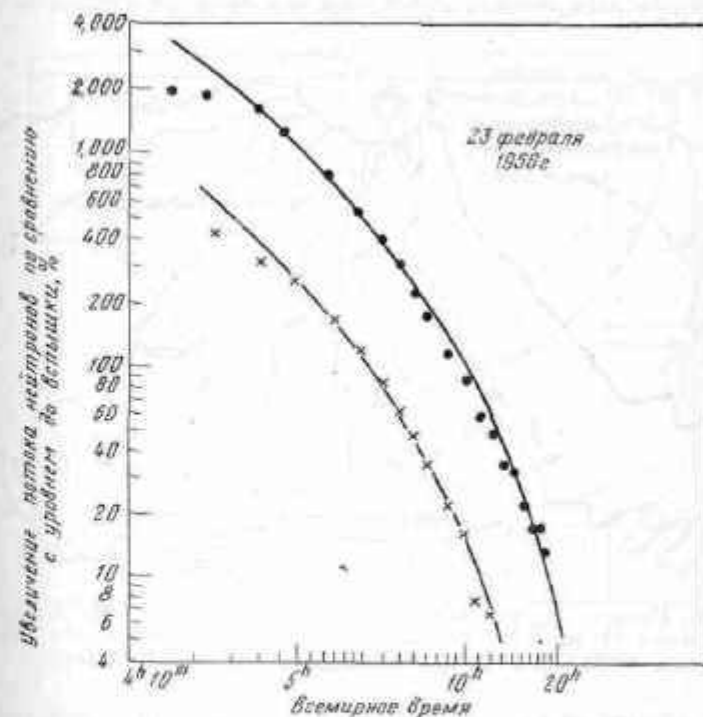


Рис. 85. Сравнение описанной в тексте теории диффузии космических лучей в солнечной системе с наблюдениями (сплошные линии соответствуют теоретическим расчетам) [37].

Начало диффузии 03:58 UT. • — наблюдения в Чикаго ($\lambda = +52^\circ$), поток нейтронов вычислен для параметров $a = 1$, $b = 6$, $k = 5,8 \cdot 10^{22}$; × — наблюдения в Веллингтоне, Новая Зеландия ($\lambda = -45^\circ$), поток вычислен для параметров $a = 1$, $b = 6$, $k = 9,2 \cdot 10^{22}$.

около 2 а. е. плотности кинетической и магнитной энергий становятся сравнимыми по величине. Этот факт, а также то обстоятельство, что в конечном итоге межпланетное поле сливается с межзвездным, наводит на мысль о наличии в рассматриваемой области хаотических полей. Существование таких полей можно объяснить неустойчивостью магнитного поля, наступающей за пределами земной

орбиты. Общая картина межпланетного магнитного поля изображена на рис. 86.

Эта простая картина усложняется вращением Солнца. Возможно, магнитное поле приобретает азимутальную компоненту. Это также сказывается на данных о космических лучах: вспышки на западном краю Солнца чаще сопровождаются явлениями, приводящими к возникновению космических лучей, чем вспышки на восточном краю.

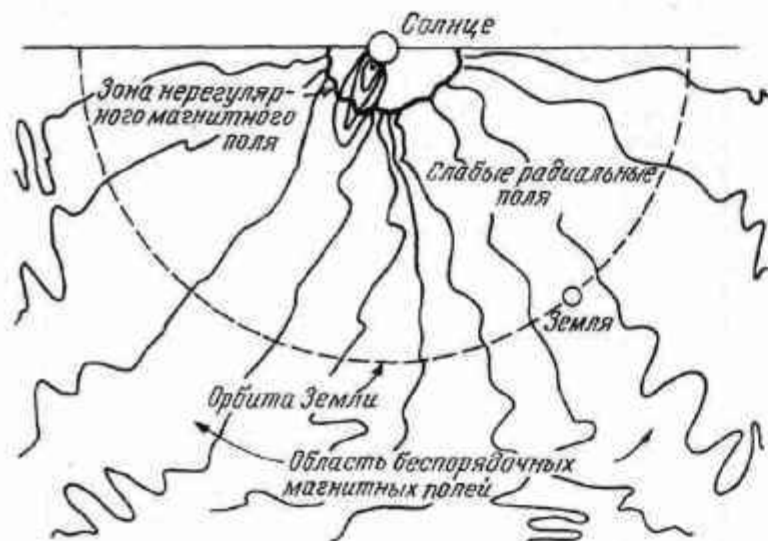


Рис. 86. Простая модель межпланетного магнитного поля, построенная на основании изучения космических лучей. Следует учесть, что возможна крупномасштабная спиральная структура [37].

Этого и следует ожидать при распространении частиц вдоль силовых линий магнитного поля, идущих от Солнца к Земле и изогнутых благодаря вращению Солнца. В одной из моделей межпланетного магнитного поля подчеркивается роль вращения Солнца, придающего силовым линиям вид спиралей, подобных струе воды из вращающегося поливочного крана. Согласно этой модели, угол между силовыми линиями и радиусом-вектором вблизи Земли составляет около $30-40^\circ$. Результаты измерений магнитных полей, выполненные на Маринере 2, хотя и не подтверждают спиральной структуры, но и не противоречат ей. Эти измерения, по-видимому, исключают «языкообразную» структуру магнитного поля, в которой силовые линии начинаются и кончаются в определенной области на Солнце. Накопление космических лучей в таком «языке» магнитного поля, охватывающем Землю, также, по-видимому, исключено. Заметим,

что асимметрия распределения космических лучей может быть обусловлена полями вблизи Солнца.

Уже в течение ряда лет наблюдаются вариации интенсивности галактических космических лучей. Сравнительно недавно установлено, что эти изменения вызваны вариациями интенсивности первичного потока космических лучей, падающего на верхнюю границу земной атмосферы. Это проявление модуляции. Изменения одного

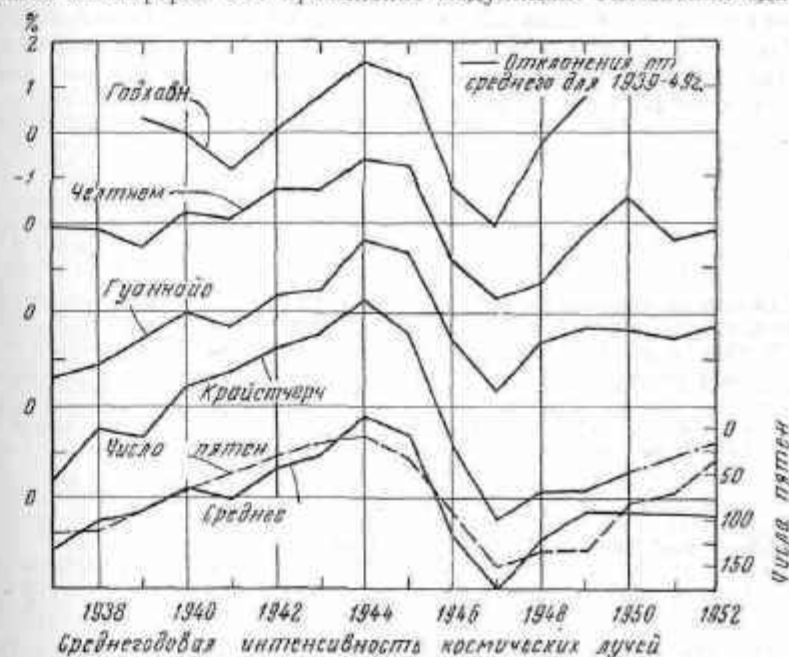


Рис. 87. График, изображающий обратную корреляцию между солнечной активностью и интенсивностями, измеренными ионизационными камерами на четырех станциях.

типа связаны с циклом солнечной активности. Когда число пятен наибольшее, интенсивность космических лучей наименьшая, и наоборот (рис. 87). Эта связь явно обусловлена изменениями межпланетного магнитного поля, вызванными вариациями распределения межпланетного вещества в течение солнечного цикла.

Мы полагаем, что во время максимума солнечных пятен область хаотических магнитных полей должна быть более протяженной, а сами поля — более запутаны. В это время диффузия частиц галактических космических лучей внутрь солнечной системы должна происходить медленнее, чем в эпоху минимума. Можно вообразить,

что частицы космических лучей как бы встречают «эскалатор», т. е. движущуюся наружу область запутанных магнитных полей. В эпоху максимума длина и скорость движения эскалатора больше.

Изменением второго типа является так называемый эффект Форбуша — уменьшение интенсивности вторичной компоненты (нейтронов и μ -мезонов), вызванное внезапным уменьшением на 30—40% интенсивности первичной компоненты. Следовательно, Земля временами бывает окружена облаками намагниченной плазмы, выброшенными из Солнца и заслоняющими ее от галактических космических лучей. Подобные явления возникают примерно через сутки после больших вспышек на Солнце.

ЛИТЕРАТУРА

К разд. 8.1

Ранние результаты изучения поляризации зодиакального света и электронной составляющей межпланетного газа приведены в работе

1. Behr A., Siedentopf H., Z. Astrophys., 32, 19 (1953).

Ранние работы по ускорению ступок в кометных хвостах рассмотрены в работе

2. Bierman L., La physique des comètes, Liège Symposium, Sept. 1952. Centerick, Louvain, 1953, pp. 291—302.

К разд. 8.2

Обзор работ по стационарным моделям приведен в работе

3. Charman S., in Space Astrophysics, ed. W. Liller, McGraw-Hill Book Company, New York, 1961, pp. 133—149. (Русский перевод: Космическая астрофизика, под ред. У. Лиллера, М., ИЛ, 1962.)

Подробности расчетов и обзоры моделей, учитывающих расширение, приведены в работах

4. Bierman L., in Space Astrophysics, ed. W. Liller, McGraw-Hill Book Company, New York, 1961, pp. 150—156. (Русский перевод: Космическая астрофизика, под ред. У. Лиллера, М., ИЛ, 1962.)
5. Parker E. N., in Space Astrophysics, ed. W. Liller, McGraw-Hill Book Company, New York, 1964, pp. 157—170. (Русский перевод: Космическая астрофизика, под ред. У. Лиллера, М., ИЛ, 1962.)
6. Parker E. N., Astrophys. J., 132, 821 (1960).
7. Chamberlain J. W., Astrophys. J., 131, 47 (1960).
8. Chamberlain J. W., Astrophys. J., 133, 675 (1961).
9. Noble L. M., Scarf F. L., J. Geophys. Res., 67, 4577 (1962).
10. Symposium of Plasma Dynamics, ed. F. H. Clauser Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Mass., 1960, ch. 8.
11. Proceedings of the Fourth Symposium on Cosmical Gas Dynamics: Aerodynamic Phenomena in Stellar Atmospheres, ed. R. N. Thomas, Nuovo Cimento, Suppl. XXII (1961).
12. Schatzman E., in Space Age Astronomy, eds. A. J. Deutsch, W. B. Klemperer, Academic Press Inc., New York, 1962, pp. 171—188.

13. Parker E. N., in Science in Space, eds. L. V. Berkner, H. Odishaw, McGraw-Hill Book Company, New York, 1961, pp. 229—238. (Русский перевод: Наука в космосе, под ред. Л. Беркнера и Х. Одишоу, Физматгиз, 1964.)
 14. de Jager C., Space Sci. Rev., 1, 487 (1963).
 15. Lust R., Space Sci. Rev., 1, 522 (1963).
- Механизм «арбузного семечка» рассмотрен в работах
16. Schlütter A., Z. Naturforsch., 5a, 72 (1950).
 17. Parker E. N., Astrophys. J., Suppl. III, 51 (1957).

К разд. 8.3

Наблюдения зодиакального света в Боливии опубликованы в виде серии четырех последовательных статей, начиная с работы

18. Blackwell D. E., Ingham M. F., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 122, 129 (1961).

Идеи, на которых основан расчет эмпирической модели, а также обсуждение моделей содержатся в работах

19. Brandt J. C., Icarus, 1, 1 (1962). См. также приведенные там ссылки.
20. Brandt J. C., Michie R. W., Phys. Rev. Letters, 8, 195 (1962).

Подробности метода применения функции распределения, а также обсуждение анизотропии содержатся в работе

21. Brandt J. C., Michie R. W., Astrophys. J., 136, 1023 (1962).

Радионаблюдения неоднородностей плотности в короне и в межпланетном газе описаны в работах

22. Hewish A., in Paris Symposium on Radio Astronomy, ed. R. N. Bracewell, Stanford University Press, 1959, pp. 268—273. (Русский перевод: Радиоастрономия, под ред. Р. Н. Брейсуэлла, М., ИЛ, 1961.)
23. Виткевич В. В., in Paris Symposium on Radio Astronomy, ed. R. N. Bracewell, Stanford University Press, 1959, pp. 275—281. (Русский перевод: Радиоастрономия, под ред. Р. А. Брейсуэлла, М., ИЛ, 1961.)
24. Slee O. B., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 123, 223 (1961).

Положение переходной области обсуждается в работах

25. Davis L. J., Phys. Soc. Japan, 17, Suppl. A-II, 543 (1962).
26. Parker E. N., Astrophys. J., 134, 20 (1961).
27. Parker E. N., Planet Space Sci., 9, 461 (1962).
28. Brandt J. C., Proceedings of the Fourth International Space Science Symposium, Warsaw, June, 1963.

К разд. 8.4

Результаты, полученные на Маринере 2, опубликованы в работах

29. Neugebauer M., Snyder C. W., Science, 138, 1095 (1962).
30. Coleman P. J., Davis L., Smith E. J., Sonett C. P., Science, 138, 1099 (1962).

К разд. 8.5

Итоги ранних исследований подведены в работе

31. Elsasser H., Mitt. Astron. Ges., 1957 II, 61 (1957).

Более поздние работы

32. Brandt J. C., Astrophys. J., 133, 688 (1961).
33. Brandt J. C., Astrophys. J., 134, 975 (1961).

К разд. 8.6

- См. работы
34. Wolfendale A. W., *Cosmic Rays*, Philosophical Library Inc., New York, 1963.
 35. Leighton R. B., *Principles of Modern Physics*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1959, pp. 680—707.
- Различные вопросы физики космических лучей изложены в работах
36. Savedoff M. P., ed., *Astrophys. J., Suppl. IV*, 369 (1960).
 37. Simpson J. A., in *Science in Space*, eds. L. V. Bekner, H. Odishaw, McGraw-Hill Book Company, New York, 1961, pp. 221—227, 239—259, 261—274. (Русский перевод: Наука в космосе, под ред. Л. Беркнера и Х. Одишоу, Физматгиз, 1964.)
- См. также [10, 13; 24, 30].
38. Davis L., in *Space Age Astronomy*, eds. A. J. Deutsch, W. B. Klemperer, Academic Press Inc., New York, 1962, pp. 189—193.

Дополнительная литература

39. Дорман Л. И., Вариации космических лучей и исследование космоса, Изд-во АН СССР, 1963.

По проблемам, связанным с исследованиями межпланетной среды и магнитных полей, см. также сборник «Исследования космического пространства», М., 1965. (Труды всесоюзной конференции по физике космического пространства 10—16 июля 1965 г.)

40. Паркер Е., Динамические процессы в межпланетной среде, изд-во «Мир», М., 1965.

ГЛАВА 9

Кометы

Некоторые кометы (например, комета Галлея) известны человечеству уже на протяжении многих столетий. Иногда кометы видны на небе невооруженным глазом, и их появление вызывает всеобщий интерес. Столетия назад такое отношение было отнюдь не случайным, так как комет очень боялись. И в самом деле, в старину в молитвах просили избавления от таких напастей, как чума и комета.

Теперь мы знаем, что кометы не могут причинить вреда, но наши сведения о них скудны и носят большей частью описательный характер.

9.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Орбиты

Большинство комет имеет сильно вытянутые эллиптические или параболические орбиты. Немногие кометы движутся по гиперболическим орбитам; возникновение таких орбит обычно можно приписать возмущающему воздействию планет. Большая часть кометных орбит представляет собой очень вытянутые эллипсы с перигелием, равным примерно 1 а. е., и афелием во много астрономических единиц. Несколько комет имеют почти круговые орбиты. Наклонение орбит к плоскости эклиптики случайное, и кометы могут иметь как прямое, так и обратное (например, комета Галлея) движение. Проблемы, связанные с кометными орбитами, изучены достаточно детально, что привело к представлению о скоплении комет в виде большого облака вокруг Солнца. Иногда возмущающие силы смещают комету к Солнцу, и тогда мы наблюдаем ее на очень вытянутой орбите.

Известно также, что существуют семейства комет. Это кометы, которые первоначально двигались по орбитам с большим эксцентриситетом, но затем были захвачены планетами. В этом отношении наибольшее влияние оказывает Юпитер. Если комета приблизится к Юпитеру на расстояние, меньшее 300 000 км, то, вероятно, она будет переведена на орбиту с афелием ~ 5 а. е. Процесс взаимодей-

ствия таков, что кометы юпитеровой группы имеют преимущественно прямое движение. Кометы, которые движутся практически по одной и той же орбите, называются группой комет. Часто полагают, что группа комет произошла из одной большой распавшейся кометы.

Кометы, можно сказать, зондируют все межпланетное пространство от короны вплоть до областей, удаленных от Солнца на расстояние во много астрономических единиц. Это стимулирует особый интерес к ним, так как исследование комет существенно для изучения свойств межпланетного газа.

Классификация и размеры

Кометы очень индивидуальны, и «нормальной» или типичной кометы не существует. Многие кометы, однако, состоят из трех основных частей: ядра, комы и хвоста. Очень часто ядро и кома вместе называют головой. Вид кометы обычно меняется с расстоянием от Солнца; последовательность фотографий кометы Галлея на расстояниях от 0,6 до 5 а. е. дана в [2].

Ядро наблюдается как очень яркая звездоподобная часть кометы. Оценить размеры такого объекта очень трудно; сейчас оценки варьируют от 1 до 100 км. Часто ядра не видно, а иногда оно состоит из нескольких частей. Некоторые данные о верхнем пределе размеров кометных ядер получены в результате наблюдений комет при их прохождении по солнечному диску. При таких определениях эффекты контраста и дифракции могут быть очень существенны.

Кома имеет сферическую форму, является неизменной и яркой (по сравнению с хвостом) частью кометы (рис. 88). Средние размеры комы 10^5 км. Размеры комы меняются с расстоянием от Солнца и имеют максимум между 1,5 и 2,0 а. е. Положение максимума установлено недостаточно уверенно, однако у некоторых комет несомненно возникает «сжатие комы», когда они приближаются к Солнцу на расстояние ~ 1 а. е. На больших расстояниях ($r \geq 4$ а. е.) комы комет кажутся очень маленькими, и, следовательно, мы приходим к выводу, что на средних расстояниях имеется максимум. Строго говоря, кома не включает в себя частичек хвоста, которые проходят через нее (см. разд. 9.5 и обсуждение вопроса о потере массы).

Хвост — наиболее впечатляющая часть кометы. Длина хвоста меняется почти от нуля до огромных размеров порядка 10^7 км; некоторые кометы имеют хвосты порядка 1 а. е.

Всего известно около 1000 комет; 400 из них открыты до изобретения телескопа. В среднем в год открывается 10 комет. Неофициально кометы называются именем того, кто ее открыл (например, комета Хьюмаса) или вычислил орбиту (например, комета Галлея). Официально кометы обозначаются 1962a, 1962b и т. д.

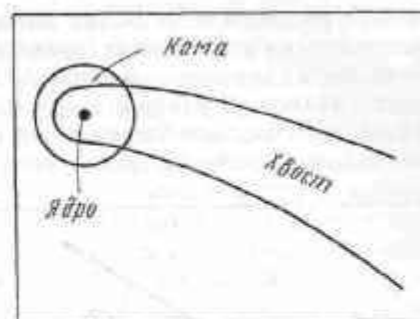


Рис. 88. Строение кометы.

в порядке их открытия. Недавно была предложена постоянная классификация, например 1962 I, 1962 II, в порядке прохождения перигелия. Однако из-за ошибок в старых эфемеридах в такой системе обозначений существуют противоречия.

Массы

Массы комет нельзя определить непосредственно. Верхний предел можно оценить на основе того факта, что при взаимодействии кометы и планеты никаких возмущений планетной орбиты не наблюдается: это дает нам верхнюю границу массы около 10^{-4} массы Земли, или 10^{22} г. Нижний предел может быть получен по оценке общего количества вещества, необходимого для создания наблюдаемых яркостей комет. Дополнительное представление о массах дает тот факт, что две кометы прошли внутри системы спутников Юпитера, не вызвав ощутимых эффектов. Величина $4 \cdot 10^{-7}$ массы Земли, или 10^{21} г, получена по данным об относительном движении двух частей кометы Бизлы после ее распада в 1846 г. В литературе упоминаются массы от $\sim 10^{13}$ до 10^{19} г.

Связь с метеорами

Существенное значение имеет связь метеорных потоков с кометами. Например, надежно установлено, что поток Персеид (видимый около 10 августа) связан с кометой Свифта — Туттля 1862 III. Этот вопрос обсуждается в гл. 10.

Блеск

Закон, описывающий блеск (точнее световой поток) кометы, обычно пишется так:

$$J = J_0 f(\Delta) F(r) \varphi(\cos \theta) \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot (\text{частотный интервал}), \quad (1)$$

где Δ — расстояние от Земли до кометы, а r — гелиоцентрическое расстояние кометы. Схема приведена на рис. 89. Функция $f(\Delta)$ может быть положена равной Δ^{-2} , но функцию $F(r)$ определить много труднее. Функция $\psi(\cos \theta)$ учитывает изменение яркости с фазой. Наблюдения блеска комет производились в широком интервале гелиоцентрических расстояний, и никакого эффекта изменения

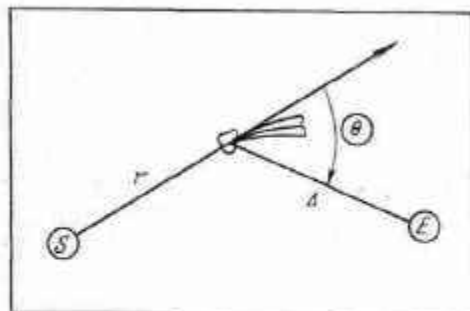


Рис. 89. Геометрические параметры, существенные при обсуждении блеска комет.

блеска с фазой не было найдено. Следовательно, мы можем положить $\psi(\cos \theta) = 1$ и написать выражение для блеска в виде

$$J = \frac{J_0}{\Delta^2} F(r). \quad (2)$$

Далее мы постулируем, что $F(r) = r^n$, следовательно,

$$J = \frac{J_0}{\Delta^2 r^n}. \quad (3)$$

Запишем это выражение в звездных величинах

$$H = H_0 + 5 \lg \Delta + 2,5n \lg r, \quad (4)$$

где H_0 — абсолютная звездная величина кометы, т. е. блеск при $\Delta = r = 1$ (расстояния выражены в а. е.). Если мы обозначим звездную величину, приведенную к Земле, через $H_\Delta = (H - 5 \lg \Delta)$, то будем иметь

$$H_\Delta = H_0 + 2,5n \lg r. \quad (5)$$

Таким образом, зависимость блеска комет от $\lg r$ представляется прямой линией с тангенсом угла наклона, равным $2,5n$. Наблюдения показывают, что эта формула хорошо представляет данные; множитель n может меняться от кометы к комете. Если физический процесс, определяющий наблюдаемый блеск комет, есть просто отражение света от постоянного объема газа или пыли в коме, то мы должны ожидать, что $n = 2$. Однако среднее значение n равно примерно 4 (отдельные значения колеблются между 2 и 6). Это означает, что мы имеем дело также и с процессом генерации газа из ядра.

причем скорость генерации меняется с гелиоцентрическим расстоянием. Следует отметить, что бывают и внезапные флуктуации блеска комет. Иногда они вносят небольшие изменения в кривую блеска, но у нескольких комет флуктуации существенно меняют вид кривой блеска. Удовлетворительная модель ядра и комы требует выяснения физического смысла величины n и объяснения механизма, вызывающего изменения блеска. Байер* показал, что изменения блеска коррелируют с солнечной активностью, с числом солнечных пятен; следовательно, окончательное объяснение, вероятно, связано с корпускулярными потоками в межпланетной плазме.

Потеря массы

Наконец, мы должны отметить, что нет никаких оснований полагать, что кометы восполняют массу, ушедшую в хвост кометы и осевшую или рассеянную вдоль орбиты. Следовательно, кометы имеют конечное время жизни. Непрерывное истечение вещества может объяснить тот факт, что некоторые кометы не удается обнаружить тогда, когда они должны были вернуться, даже в том случае, если можно полагать, что орбита известна с достаточной точностью. Возможно, что последние стадии истечения кометного вещества действительно наблюдались. Некоторые кометы ослабевали и исчезали при их движении к перигелию; примером служит комета Перрера 1897 III и комета Энзора 1926 III. Такой процесс согласуется с нашими представлениями о строении комет (см. разд. 9.3).

9.2. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ

Спектры комет очень сложны, они состоят из непрерывного спектра, эмиссионных линий и молекулярных полос. Полагают, что непрерывный спектр образуется в результате отражения от самого ядра или от пыли в его непосредственной окрестности. Кометы, у которых есть ядра, неизменно имеют непрерывный спектр. Атомные линии редко обнаруживаются в области комы. В спектрах комы отождествлены следующие газы: CN , C_2 , C_3 , CH , NH , NH_2 и OH . В хвостах найдены газы: CO^+ , N_2^+ , OH^+ , CO_2^+ и CH^+ . Большинство этих молекул химически нестабильно, что служит некоторым индикатором очень низких плотностей в кометах.

Спектры комет меняются с гелиоцентрическим расстоянием. Очень удаленные кометы обнаруживают только непрерывный спектр,

* Существует ряд работ, указывающих на связь морфологических изменений в кометах с солнечной активностью (О. В. Добровольский, Нестационарные процессы в кометах и солнечная активность. Труды Института астрофизики АН Тадж. ССР, т. 8, 1961). — *Прим. ред.*

полосы CN появляются на расстоянии ~ 3 а. е. Вблизи 2 а. е. возникают полосы C_2 и NH_2 . Когда комета приближается к 1,5 а. е., появляются и усиливаются полосы C_2 (полосы Свана), CH , OH и NH . Внутри области радиуса 1,5 а. е. в хвосте появляются полосы CO^+ , OH^+ , N_2^+ и CH^+ . Вблизи 0,8 а. е. наблюдаются линии Na, и если перигейное расстояние очень мало ($\sim 0,1$ а. е.), появляются линии Fe, Cr и Ni. Запрещенные линии кислорода $\lambda 6300$ Å

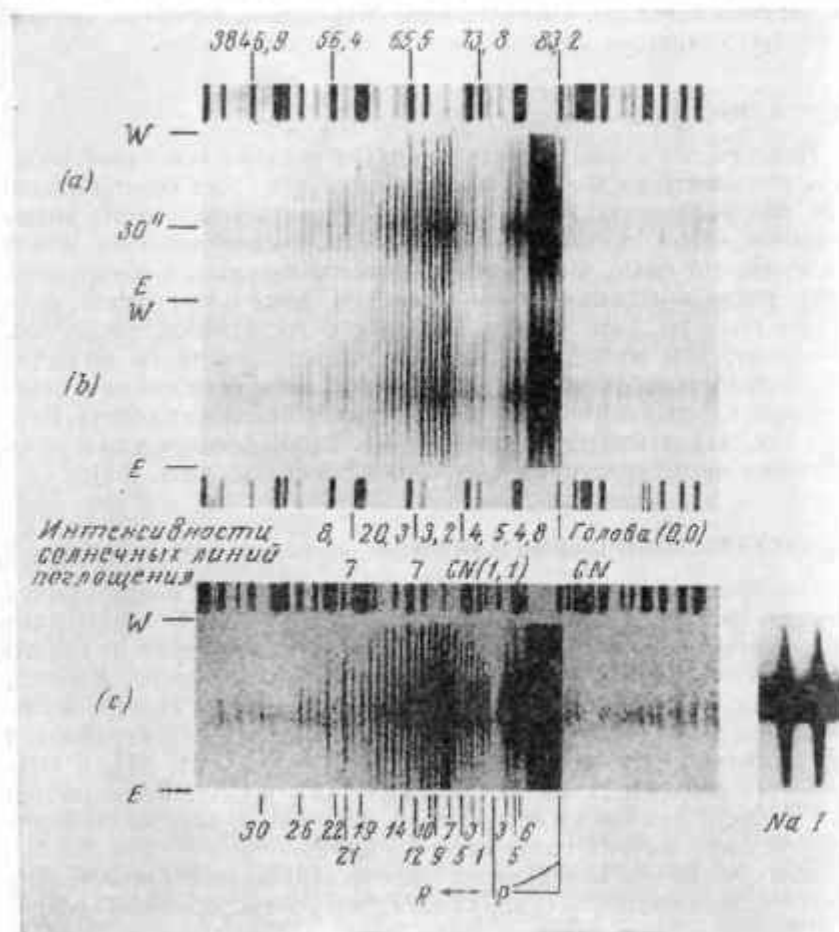


Рис. 90. Высокодисперсионный спектр полос CN(0,0) кометы Мркош (1957d), ясно показывающий перегибности в интенсивностях внутри полосы CN, обусловленные влиянием солнечных линий поглощения (линии отмечены).

и $\lambda 6364$ Å также наблюдались по крайней мере у одной кометы. Это описание относится, конечно, к некоторой идеализированной последовательности спектров.

Сообщалось о наблюдениях радиоизлучения комет, но некоторые из этих сообщений кажутся сомнительными и, по-видимому, установлено только существование радиоизлучения, обусловленного молекулами CN.

Считается, что один из интереснейших вопросов физики комет — каков механизм, создающий наблюдаемое излучение комет, — достаточно хорошо выяснен. По гипотезе Свингса, таким механизмом является резонансная флуоресценция. Рассмотрим полосу CN $\lambda 4315$ Å. Излучение этой полосы обусловлено электронными переходами из некоторого энергетического состояния в более низкое. Однако электронные состояния энергии расщеплены на множество уровней благодаря вращательной энергии молекулы. Таким образом, эмиссия видна как «полоса», состоящая из множества отдельных линий. Интенсивность линий определяется населенностью верхних уровней. В механизме Свингса населенность верхних уровней определяется переходами с нижних уровней, вызываемых резонансным поглощением непрерывного излучения Солнца.

Грубо мы можем рассматривать этот процесс как случай резонансного рассеяния, хотя в действительности ситуация более сложная. Это означает, что каждый поглощенный фотон переизлучается с почти той же частотой, но в случайном направлении. Таким образом, относительное распределение интенсивности в полосе зависит от распределения электронов по нижним состояниям атомных параметров, определяющих переход (f -величины), и интенсивности непрерывного излучения Солнца.

Мак-Келлер нашел, что структура полосы CN $\lambda 4315$ Å в спектре кометы Каннингема (1940c) отражает изменения интенсивности непрерывного спектра Солнца с длиной волны. Гринстейн исследовал эту проблему с помощью высокодисперсионных спектрограмм кометы Мркош 1957d, полученных со спектрографом, установленным в фокусе куде 5-метрового телескопа. Изменения интенсивностей в полосе CN $\lambda 3833$ Å ясно показывают влияние солнечных линий поглощения той же области спектра (рис. 90). Таким образом, механизм возбуждения молекулярных полос в кометах можно считать известным.

9.3. Ядро

Ядро наблюдается как яркая точка на фоне комы. Как упоминалось выше, иногда ядра совсем не видно, иногда оно может иметь несколько составляющих. Однако эти два случая довольно редки. Вероятно, разумное объяснение природы ядер явится начальным звеном цепи, которая приведет к объяснению природы комет в целом.

Модель роя песчинок

В этой модели ядро представляется роем отдельных твердых частиц, имеющих вес в несколько миллиграммов и разделенных расстояниями порядка метра. Такое ядро можно также представить как совокупность метеоритных частичек. Облако частичек является источником, отражающим или рассеивающим солнечный свет; этот свет мы и исследуем в спектре кометного ядра. Отсутствие эффекта фазы согласуется с таким предположением.

Модель роя песчинок не является общепринятой в настоящее время. В случае ядра из твердых частичек трудно объяснить, каким образом поставляется наблюдаемый в коме газ; кроме того, возникает ряд вопросов, связанных с выживанием пылевых частичек. Отметим, что из 1 г метеоритного вещества может образоваться $\sim 10^{19}$ газовых молекул. Другое возражение заключается в том, что такая комета не в состоянии противостоять тесному сближению с планетой или Солнцем: ядро разрушится приливными силами.

Модель ледяного конгломерата

В этой модели ядро представляется в виде губчатой массы замерзших составляющих, таких, как H_2O , NH_3 , CH_4 , CO_2 и C_2N_2 , с вкраплениями маленьких (~ 1 мк) частиц. Считается, что в структуре действуют некоторые силы натяжения. Леды вообще плохие проводники тепла, поэтому падающая радиация нагревает только поверхностный слой, приводя к сублимации молекул и атомов. Более летучие молекулы испаряются на больших гелиоцентрических расстояниях; этот эффект, дополненный последовательной диссоциацией основных молекул, перечисленных выше, по-видимому, достаточен для возникновения молекулярных полос различного состава. Однако для лучшего согласия с наблюдениями необходимо рассмотреть более сложные молекулы. Леды, предложенные в этой модели, — лучший источник газа, чем метеоритные частицы, так как из каждого грамма льда может образоваться от 10^{22} до 10^{23} молекул газа.

В этом случае непрерывный спектр ядер возникает в облаке частиц в непосредственной окрестности твердого тела. Обычно предполагается, что ядро на 70—80% состоит из льда, а остальное — метеоритная пыль. Леды играют существенную роль как источник газа. Однако нельзя просто добавить, скажем, частицы льда к модели роя песчинок, так как частицы льда имеют относительно короткое время жизни. Следовательно, необходимо защитить леды, поместив их в некую единую конструкцию.

Из-за низкой теплопроводности область нагрева ограничена относительно тонким поверхностным слоем. После сублимации

поверхностного слоя льда поверхностная пылевая структура сохранится. Перенос тепла внутри ядра, по-видимому, осуществляется излучением и незначителен по величине. Из-за сложности процесса нагревания и сублимации льдов, в результате которого возникает возможность ускользания частиц, простая картина процессов адсорбции — десорбции (часто используемая для расчета выхода газа) может оказаться недостаточной. Адсорбция есть оседание плотного слоя или пленки (обычно мономолекулярной) газа на твердое тело, такое, как частица пыли. Обратный процесс называется десорбцией. Если молекулы газа глубоко проникают в тело, употребляется термин окклюзия.

Все эти процессы могут действительно иметь важное значение, но при этом возникает несколько вопросов, касающихся приложения простой теории к сложной ситуации, рассматриваемой в модели ядра из ледяного конгломерата. В такой модели действуют некоторые структурные силы, и она в состоянии противостоять возмущающим силам, как мы этого требуем. Возможно, что в конце концов все леды сублимируют и останется пыль, распределяющаяся (благодаря возмущениям) вдоль орбиты кометы и образующая метеорный рой.

Структура, как можно полагать, должна быть довольно неоднородной. Так, например, могут образовываться некоторые сгустки газа. Высвобождение таких сгустков газа, быть может, создает явление выброса струи, наблюдаемое в кометах.

Солнечное излучение нагревает ядро кометы со стороны, обращенной к Солнцу. Если комета вращается, то молекулы испаряются в некотором преимущественном направлении, возникающем из-за того, что для переноса тепла внутрь необходимо некоторое время. Эта избирательность сил, действующих на кометное ядро, может объяснить вековое ускорение, наблюдаемое, например, у кометы Энке.

9.4. КОМА

Сферическая кома построена из молекул, которые, вероятно, сначала сублимируют, а затем испаряются из пылевого слоя ядра. Физически картина представляется следующей: родительские молекулы испаряются из ядра, а затем под действием ультрафиолетового излучения Солнца диссоциируют на более простые составляющие, которые мы и наблюдаем благодаря механизму флуоресценции, описанному выше. Эта картина может быть проверена, если использовать наблюдения с фильтрами, выделяющими молекулярные полосы одной составляющей, такой, как CN или C_2 .

Рассмотрим проблему изотропного испарения молекул из сферического источника (ядро кометы) и последующую фотодиссоциацию.

цию под действием солнечного излучения со шкалой времени τ_0 . Так как кометное ядро имеет малую массу, то масса не должна оказывать заметного влияния на скорости частиц, извергнутых из ядра с типичной скоростью ~ 1 км/сек. Так ли это, можно выяснить, вычислив скорость ускользания по уравнению (4) разд. 2.2 для комет с массой 10^{18} г и радиусом 1 км. Так как вычисленная скорость оказывается на два порядка меньше, чем принятая скорость 1 км/сек, мы заключаем, что те молекулы, которые покидают ядро кометы, имеют постоянную скорость v_0 .

Следовательно, мы нашли, что в среднем частицы подвергаются фотодиссоциации на расстоянии $R_0 = \tau_0 v_0$. Шкала времени τ_0 определяется из соотношения $dN/dt = -N/\tau_0$, и, следовательно, τ_0 есть время, за которое число частиц уменьшается от своего первоначального значения в e раз в предположении постоянного потока диссоциирующего излучения — случай, представляющий интерес для комы кометы. Таким образом, только один процесс диссоциации заставляет плотность меняться как e^{-r/R_0} . Далее, уравнение непрерывности для сферической системы [уравнение (4) разд. 8.2] дает изменение числа частиц с расстоянием, пропорциональное r^{-2} . Следовательно, зависимость плотности частиц от расстояния до кометы приблизительно определяется выражением

$$D(r) = \left(\frac{R}{r}\right)^2 D(R) e^{-r/R_0}, \quad (1)$$

где R — радиус кометы.

Можно думать, что реальная ситуация в коме кометы гораздо сложнее. Постулируется, что молекулы, испаряющиеся из ядра, являются относительно сложными родительскими молекулами, которые не содержатся в наблюдаемом излучении комы. Эти молекулы разделяются на более простые, дочерние молекулы; рассеяние солнечного света на таких молекулах мы и наблюдаем. Образовавшиеся молекулы в свою очередь ионизируются и подвергаются диссоциации. Если мы положим, что $\beta_0 = (R_0)^{-1}$, то уравнение (1) может быть обобщено обычным способом с учетом двух процессов разрушения, что дает

$$D(r) = \left(\frac{R}{r}\right)^2 D(R) (e^{-\beta_0 r} - e^{-\beta_1 r}), \quad (2)$$

где β_0 относится к дочерним молекулам, а β_1 — к родительским. Заметим, что уравнение (2) приводится к уравнению (1), если $\beta_1/\beta_0 = \infty$.

Чтобы сравнить эту схему с наблюдаемой поверхностной яркостью комет, уравнение (2) следует проинтегрировать вдоль луча зрения. Эта громоздкая процедура приводит к выражению, включающему функции Бесселя (здесь оно не дается). Сравнение теории

с наблюдениями дано на рис. 91. Удовлетворительное согласие получается при $\beta_1/\beta_0 = 9$, но для $\beta_1/\beta_0 = \infty$ согласие плохое. Типичные значения числа частиц для молекулярных составляющих (например, для C_2) в комах комет лежат в интервале от 10^4 до 10^6 молекул/см³.

Дополнительное подтверждение этой схемы дает рассмотрение изменения яркости кометы в зависимости от гелиоцентрического

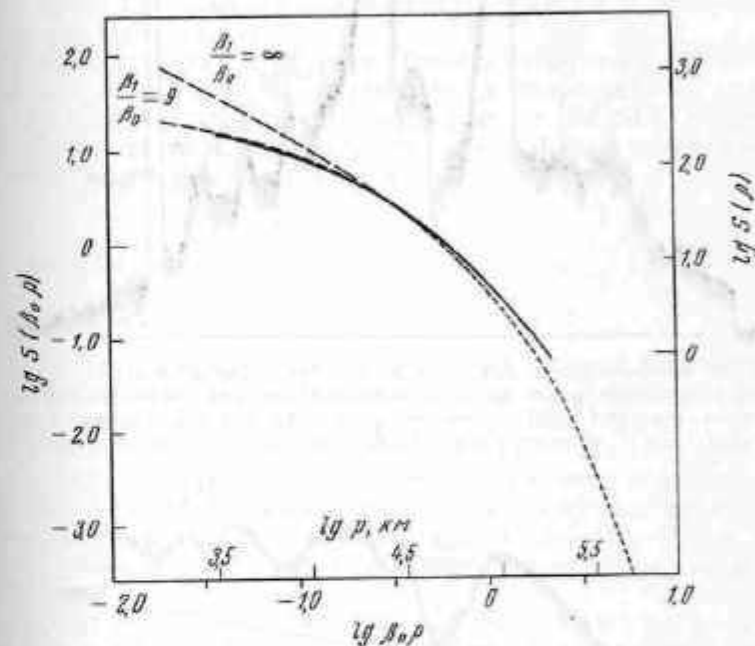
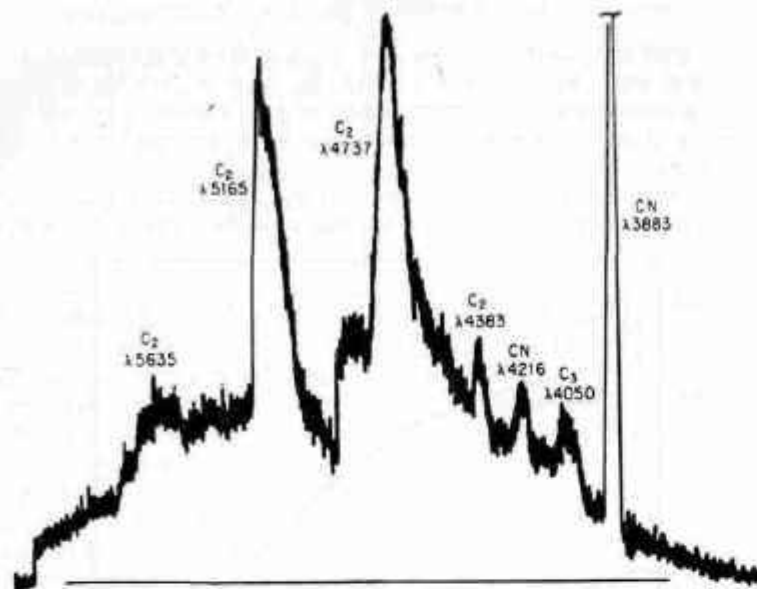


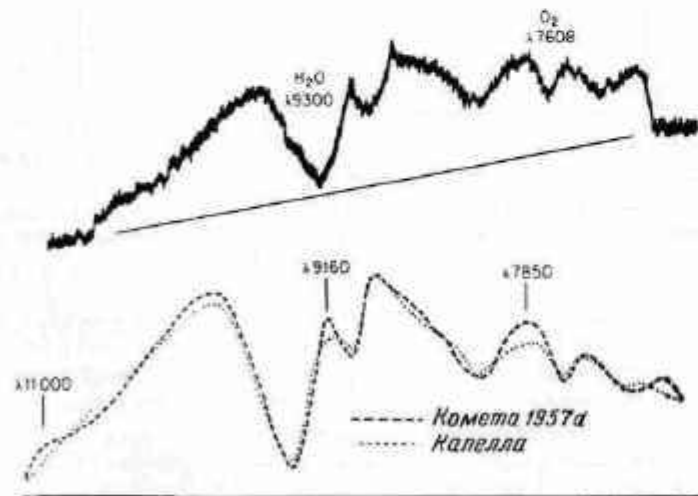
Рис. 91. Средняя поверхностная яркость полосы C_2 как функция расстояния от ядра; сравнивается с теоретически предсказанным ходом, обсуждаемым в тексте [21].

расстояния (разд. 9.1). Ранее мы нашли, что эмпирически найденное значение $n \approx 4$ свидетельствует о том, что происходят процессы генерации вещества. Процессы, ограничивающие внешние размеры комы, могут проявляться через изменение диаметра комы в зависимости от гелиоцентрического расстояния.

Приблизительно параболическую форму границы комы просто объяснить на основе теории кометных хвостов Бесселя — Бредихина, обсуждавшуюся в гл. 2. Галосы представляют собой расширяющуюся и смещающуюся оболочку газа, которая, по-видимому, состоит из материала, выброшенного из ядра в один и тот же момент. Механизм, ответственный за создание галосов, неясен, но может



Р и с. 92. Фотоэлектрическая запись спектра головы кометы Арена — Роланда 1956b. Для исключения наложения спектров других порядков для длин волн, больших $\lambda 5000 \text{ \AA}$, введен желтый фильтр [25]. Запись получена 29 апреля 1957 г., ширина полосы $42 \text{ \AA}$, скорость сканирования $270 \text{ \AA/мин}$.



Р и с. 93. Сверху: фотоэлектрическая запись спектра головы кометы Мркош 1957d. Внизу: запись спектра кометы сравнивается со спектром Капеллы — желтой звезды примерно того же цвета, что и Солнце [25]. Запись получена 18 августа 1957 г., ширина полосы $198 \text{ \AA}$, скорость сканирования $540 \text{ \AA/мин}$.

быть связан с потоками плазмы и наблюдаемыми изменениями яркости. Тонкая структура в коме напоминает веер.

В приведенном выше обсуждении мы предполагали, что кома есть газовое образование, но иногда обнаруживается пылевая кома (имеющая непрерывный спектр). Такие пылевые комы следует, по-видимому, рассматривать как образования, отличные от газовой комы. Иногда пылевые комы считаются признаком «новых комет», т. е. комет, которые только недавно проникли в наблюдаемую часть солнечной системы.

Различия между пылевыми и газовыми комами проще всего обнаружить с помощью фотоэлектрического сканирования их спектра; примеры записей спектров голов двух комет показаны на рис. 92 и 93. Эти примеры хорошо иллюстрируют вариации, которые можно ожидать в спектрах кометных ком.

9.5. ХВОСТЫ

Типы хвостов

Существует два основных типа кометных хвостов. Хвосты типа I, согласно наблюдениям, состоят целиком из ионизованных молекул, главным образом CO^+ , но присутствуют также C_2^+ , CN^+ и CN^+ . Эти хвосты прямые, имеют тонкую структуру и образуют угол в несколько градусов с радиусом-вектором кометы в направлении, противоположном ее движению. Кометы с хвостами типа I обнаруживаются до гелиоцентрических расстояний 1,5—2 а. е. Доля комет с хвостами типа I больше вблизи солнечного экватора, чем у полюса.

Хвосты типа II искривленные, но они довольно однородны по яркости и тонкая структура отсутствует. Спектры этих хвостов, по-видимому, представляют собой отраженный солнечный спектр; таким образом, хвосты комет II типа, вероятно, состоят из пыли. Хвосты типа III — сильно изогнутые пылевые хвосты. Размеры пылевых частичек, определенные из фотометрических и поляризационных измерений, составляют $\sim 1/2 \text{ мк}$ (см. [32] и ссылки, приведенные там).

Комета Мркош 1957 V имела хвосты как типа I, так и типа II, что видно на рис. 94.

Структура и ее развитие

Структура хвостов типа II (однородных), по-видимому, совместима с механической картиной хвостов комет Бесселя — Бредина. Обычно предполагают (см. гл. 2 и другие источники), что хво-

сты лежат в плоскости орбиты кометы и что хвосты типа II имеют существенно плоскую структуру. Эта точка зрения подтверждается наблюдениями кометы Аренда — Ролана 1957 III. Земля проходила через плоскость орбиты этой кометы; фотография, полученная в это время, приведена на рис. 95. Видно, что хвост тесно сжат к плоскости орбиты. На рис. 95 виден также «аномальный хвост».

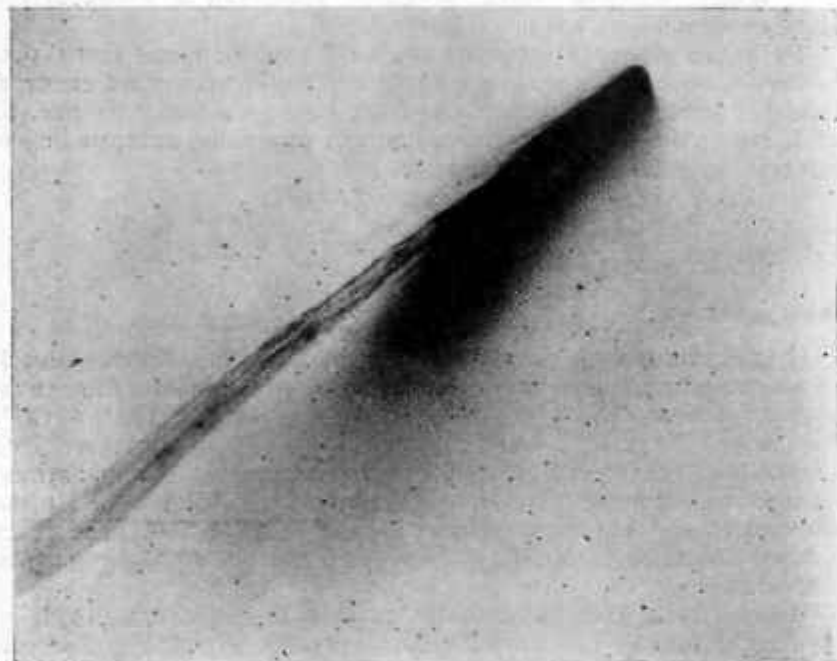


Рис. 94. Фотография кометы Мркош, полученная на 48-дюймовом телескопе Шмидта Обсерватории Маунт Паломар. Видны два хвоста типа I и типа II.

или «спика», направленный к Солнцу. Это образование кажется направленным к Солнцу только вследствие перспективы; возможно, что на самом деле это и не хвост. Вероятно, здесь наблюдается пыль, которая подвергается ничтожному световому давлению и рассеивается вдоль орбиты кометы, как в метеорных потоках.

Хвосты типа I очень сложны, и теория их плохо разработана. Они обнаруживают заметную тонкую структуру, наиболее характерная черта которой — существование лучей в хвосте. Вещество в кометных хвостах I типа, по-видимому, сконцентрировано в тон-

ких нитях, или струях (плотность $\text{CO}^+ \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$), из которых состоят лучи хвоста. Эти лучи, по-видимому, выброшены из ядра (или из области непосредственно перед ядром) в направлении Солнца. Конец луча по мере его удлинения поворачивает в сторону, противоположную Солнцу. Чем дальше луч вытягивается, тем больше он приближается к оси хвоста и в конце концов теряется среди лучей,



Рис. 95. Комета Аренда — Ролана, снятая в момент, когда Земля находилась приблизительно в плоскости орбиты кометы.

уже присутствующих в хвосте. Лучи хвоста сливаются в группы (~ 10 лучей), существующие несколько дней.

Таким образом, ионы, находящиеся в хвосте (преимущественно CO^+), существуют в лучах, проходящих в непосредственной близости от ядра; возникает вопрос о механизме ионизации CO. Эта молекула имеет тот же самый потенциал ионизации, как и некоторые молекулы комы, которые остаются неионизованными на больших расстояниях от ядра. Следовательно, ионизация возникает, по-види-

тому, не под действием солнечного излучения. Из пространственного распределения комет с хвостами типа I и модели межпланетного газа, обсуждаемой в гл. 8, вытекает, что для образования CO^+ необходим солнечный ветер. Это сразу наводит на мысль о возможности обмена зарядами, а именно



Однако обмен зарядами, по-видимому, не может решить проблемы, особенно если учесть тонкую структуру и лучи хвоста. Возможно, что перенос энергии солнечного ветра в локализованные области ядер с помощью проникающего в ядро магнитного поля объяснит наблюдаемую ионизацию CO. Можно рассчитать расход энергии, одновременно необходимый как для образования лучей хвоста, так и для ионизации CO. Наличие магнитного поля проявляется, возможно, в том, что лучи хвоста существуют очень продолжительное время; предполагается, что для удержания ионов в узких потоках необходимо магнитное поле с $B \sim 10^{-5}$ гс.

В хвостах типа I, кроме лучей, видны также облакообразные узлы, или конденсации CO^+ (рис. 96). Эти уплотнения очень интересны; исторически именно они привели к концепции солнечного ветра. Ускорения, с которыми движутся узлы, определяются по наблюдениям отдельных узлов изо дня в день. Если предположить, что ускорение постоянно, оно легко может быть определено; вполне обычны ускорения порядка $1 - \mu \approx 10^3$. Величина $1 - \mu$ определяет внешние силы (такие, как давление света или торможение плазмы) в единицах силы солнечного притяжения. Выражение для силы солнечного светового давления есть

$$F_r = \frac{2\pi^2 h e^2}{m_e c \lambda^3} \left(\frac{R_\odot}{r} \right)^2 \frac{f}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (2)$$

где h — постоянная Планка, e — заряд электрона, m_e — масса электрона, c — скорость света, r — гелиоцентрическое расстояние, $R_\odot$ — радиус Солнца, T — эффективная температура Солнца, k — постоянная Больцмана, λ — длина волны рассматриваемого перехода, f — сила осциллятора для перехода. Эта формула вытекает из соотношения

$$F_r = \frac{[\pi F_\nu]}{c} \frac{\pi e^2}{m_e} \bar{f}, \quad (3)$$

в котором сила выражается через импульс $[\pi F_\nu]/c$, действующий за 1 сек на 1 см^2 , умноженный на эффективное сечение молекулы [уравнение (2) разд. 4.3]. Предполагается, что фотоны рассеиваются изотропно; следовательно, эффект состоит в том, что каждый фотон сообщает (в среднем) свой полный импульс молекуле. Поток, дей-

ствующий на комету, определяется по потоку, выходящему с поверхности Солнца $[\pi B_\nu]$ (поток от источника постоянной интенсивности, распределенного по полусфере, B_ν — функция Планка), и по соответствующей мере дилуции $R_\odot/r^2$. Приемлемые значения величины f для CO^+ очень малы и поэтому световое давление не может объяснить наблюдаемые ускорения. Такой отрицательный результат привел

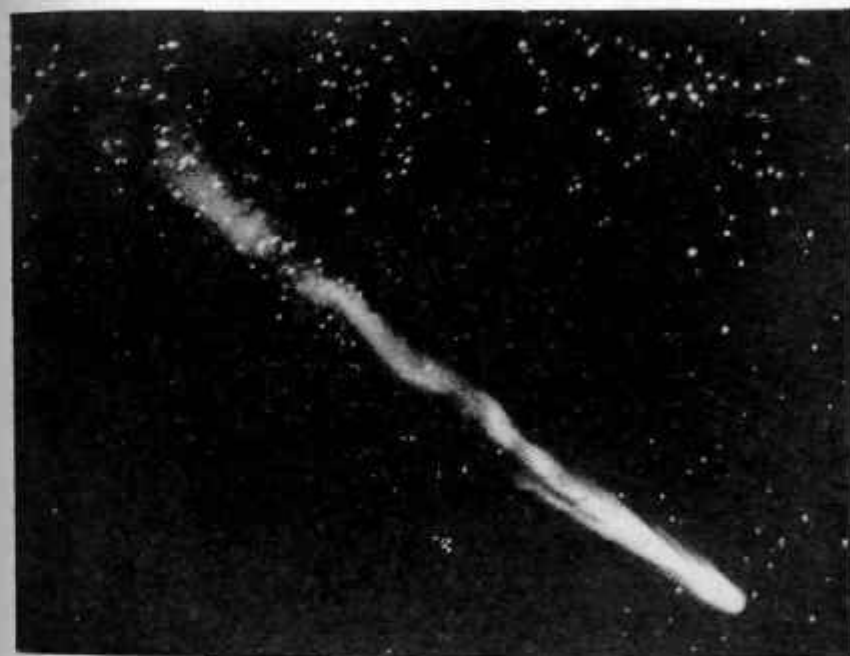


Рис. 96. Комета Морхауза, сфотографированная в 1908 г. на 6-дюймовом телескопе. Эта комета была очень активна, видны несколько узлов в хвосте.

к идее, что наблюдаемые ускорения обусловлены торможением ионизованной плазмы, обтекающей комету в радиальном направлении.

Рассмотрение уравнений передачи количества движения показывает, что непосредственная передача от солнечных протонов к ионам хвоста играет лишь малую роль. Эффективная передача импульса совершается с помощью электронов, которые сильно взаимодействуют как с солнечными протонами, так и с ионами хвоста. Ускорение, действующее на ионы в хвосте кометы, равно

$$\frac{dv_i}{dt} \approx \frac{e^2 N_e v_e m_e}{\sigma m_i} \approx 10^{-4}, \text{ а } \frac{m_e}{m_i} N_e v_e. \quad (4)$$

Проводимость σ (обратно пропорциональная частоте столкновений электронов с ионами) оценивается в предположении $T = 10^4$ К. Для $N_e = 10^9$ см $^{-3}$ и $v_e = 10^8$ см/сек уравнение (4) дает ускорение $\sim 10^2$ см/сек 2 , как и требуется. Плотности в солнечном ветре, согласно принятым моделям, на два или три порядка ниже, чем 10^9 см $^{-3}$. Следовательно, и эта картина не является удовлетворительной. Однако с самого начала было ясно, что магнитные поля могут значительно усилить взаимодействие. Такие поля могут существовать в солнечном ветре и (или) в узлах хвоста. Предположение о наличии магнитного поля в комете согласуется с рассмотренной нами картиной лучей хвоста и может, кроме того, обеспечить сохранение индивидуальности отдельных узлов.

Высокие ускорения и активные процессы в хвостах, по-видимому, коррелируют с солнечной и геомагнитной активностью; последняя действует в случае, когда геометрическая ситуация благоприятна для этого.

Ориентация

Ориентация кометных хвостов относительно продолжения радиуса-вектора важна не только для изучения комет, но также и для изучения межпланетного газа. В пределах наших современных знаний ориентация хвостов комет типа I, по-видимому, определяется направлением солнечного ветра, как он виден с кометы (динамическая абберация). Эта точка зрения подтверждается тем фактом, что $\lg \alpha$ во многих случаях пропорционален тангенциальной составляющей скорости комет. Таким образом, эта проблема чисто геометрическая и

$$\operatorname{ctg} \alpha = \frac{\mathbf{r} \cdot (\mathbf{w} + \mathbf{V})}{-\Phi \cdot (\mathbf{w} + \mathbf{V})}, \quad (5)$$

где α — угол между продолжением радиуса-вектора и направлением хвоста, $\mathbf{w}$ — скорость плазмы, $\mathbf{V}$ — скорость кометы. Мы использовали также единичные векторы $\mathbf{r}$ в радиальном и $-\Phi$ в азимутальном направлении, противоположном движению кометы (по $-\Phi \cdot \mathbf{r} = 0$). В предположении, что $\mathbf{w}$ радиально, получаем

$$\operatorname{ctg} \alpha = \frac{\omega + V \cos \theta}{V \sin \theta}, \quad (6)$$

где θ — угол между $\mathbf{r}$ и $\mathbf{V}$. В перигелии $\theta = 90^\circ$, и мы имеем $\operatorname{ctg} \alpha = \omega / V$.

Хвосты типа II представляют собой более сложную картину. Хвосты типа II при $r \leq 1$ а. е., по-видимому, можно объяснить на основе теории Бесселя — Бредихина (разд. 2.4): на частицы пыли размером ~ 1 мк действует давление света. Силы, действующие на

хвосты различных типов, могут быть определены по форме (кривизне) хвостов. Найдено, что величина $1 - \mu$ меняется от ~ 10 до 100 для хвостов I типа, $1 - \mu \approx 1$ для II типа и $1 - \mu \approx 10^{-1}$ для III типа. Сила, с которой действует световое давление на частицу пыли, равна

$$F_r = \frac{[\pi F]}{c} \pi s^2 Q(s). \quad (7)$$

Вывод этой формулы аналогичен выводу выражения (2) разд. 5; здесь $[\pi F]$ — поток солнечного излучения, проинтегрированный по частоте, $Q(s)$ — фактор эффективности, равный отношению эффективной площади к геометрической площади πs^2 . Сила солнечного притяжения равна GMm/r^2 и, следовательно,

$$1 - \mu = \frac{r^2 [\pi F] \pi s^2 Q(s)}{c GMm} = \frac{5,6 \cdot 10^{-3} Q(s)}{sp}, \quad (8)$$

где ρ — плотность вещества. Почти для всех веществ фактор эффективности $Q(s)$ приблизительно равен единице для размеров порядка средней длины волны или больших (см. [33]). Таким образом, размеры ~ 1 мк и плотности порядка 1 г/см 3 или несколько меньше дают величину $1 - \mu > 10^{-1}$, как и требуется для объяснения вида кометных хвостов II типа. Сила, действующая на один атом или одну молекулу, дается выражением (2). Считается, что световое давление не существенно для газовых хвостов (особенно для CO^+), но оно может играть роль в создании асимметрии в распределении атомных составляющих, таких, как натрий.

Существуют некоторые данные, указывающие на то, что хвосты типа II не всегда извергаются из области ядра в радиальном направлении. Это, по-видимому, является результатом того, что пыль вблизи ядер переносится в газовой среде довольно большой концентрации. Наблюдаемая картина согласуется с этой гипотезой и с наблюдаемыми скоростями распространения межпланетного газа [см. формулу (2)], которые определяют ориентацию газового хвоста. Таким образом, мы должны полагать, что обычные ($r \leq 1$ а. е.) хвосты типа II контролируются световым давлением, но при этом возможно существенное взаимодействие пылевого хвоста с газовым вблизи ядра.

Хвосты II типа далеких комет ($r > 2$ а. е., обычно от 2 до 4 а. е.) являются до некоторой степени загадкой. Они расположены под углом около 45° к радиусу-вектору в направлении, противоположном движению кометы. Этот угол, по-видимому, сохраняется вплоть до ядра. Тем не менее можно сделать формальный расчет величины $1 - \mu$ по теории Бесселя — Бредихина, что дает $1 - \mu \approx 10^{-2}$. Мы сразу же видим, что если мы хотим объяснить полученный результат в рамках теории светового давления, то пыль в этих

хвостах не может быть такого же рода, как в обычных хвостах II типа, так как $1-\mu$ не зависит от r . Попытка объяснить образование таких хвостов просто действием светового давления требует, чтобы частицы пыли были на несколько порядков больше 1μ , однако нет доказательств существования частиц таких размеров в хвостах комет.

Если давление света в этом случае не существенно, то, по-видимому, единственное возможное объяснение заключается в предположении существования сильного взаимодействия вещества кометы с солнечным ветром; последний на больших расстояниях должен иметь скорости, сильно уменьшенные по сравнению со скоростями вблизи орбиты Земли. Наблюдения удаленных комет с хвостами типа II представляют собой один из аргументов в пользу торможения солнечного ветра на расстояниях в несколько астрономических единиц, но в целом ситуация все еще несколько не ясна. Например, механизм взаимодействия между пылью и солнечным ветром недостаточно понятен, хотя возможность образования заряда на зернах пыли кажется многообещающей.

9.6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОМЕТ

Предлагается два типа экспериментов в связи с исследованием физики комет. Первый — просто посылка соответствующего зондирующего инструмента для измерения плотностей, тонкой структуры и т. д. внутри кометы. Такие эксперименты, несомненно, будут проведены, хотя обеспечить требуемую встречу с кометой будет, возможно, нелегко.

Второй тип эксперимента включает запуск «искусственной кометы». Основная идея заключается в посылке на орбиту около 100 кг льда из H_2O , CO_2 и т. д. Свойства такой «кометы» можно будет изучить, причем огромное преимущество такого исследования заключается в том, что физические свойства ядра известны.

ЛИТЕРАТУРА

К разд. 9.1

Основные данные изложены в книгах

1. Richter N. B., *The Nature of Comets*, Methuen & Co., Ltd., London, 1963.
2. Wurm K., in *Handbuch der Physik*, vol. 52, ed. S. Flugge, Springer-Verlag OHG, Berlin, 1959, pp. 465—518.
3. Bobrovnikoff N. T., in *Astrophysics*, ed. J. A. Hynek, McGraw-Hill Book Company, New York, 1951, pp. 302—356.
4. Watson F. G., *Between the Planets*, Harvard University Press, Cambridge, Mass., 1956. (Русский перевод 1-го издания: Ф. Ватсон, Между планетами, Гостехиздат, М., 1947.)

5. Wurm K., in *The Moon, Meteorites and Comets*, eds. B. M. Middlehurst, G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, 1963, pp. 573—617.
6. Beyer M., *La physique des comètes*, Centerick, Louvain, 1953, pp. 276—286 (Liège Symposium, September, 1952).

Каталог орбит комет приведен в работе

7. Porter J. G., *Mem. Brit. Astron. Assoc.*, 39, 3 (1961).

К разд. 9.2

Сводка кометных спектров содержится в работе

8. Swings P., Haser L., *Atlas of Representative Cometary Spectra*, Institut d'Astrophysique, Liège, 1956.
См. также [1—3] и
9. Herzberg G., *Molecular Spectra and Molecular Structure. I. Spectra of Diatomic Molecules*, Van Nostrand Company, Inc., Princeton, N.J., 1950, pp. 482—497. (Русский перевод 1-го издания: Г. Герцберг, Спектры и строение двухатомных молекул, М., ИЛ, 1949.)
10. Swings P., in *Astrophysics*, ed. J. A. Hynek, McGraw-Hill Book Company, New York, 1951, pp. 145—171.

Спектры комет, полученные с большой дисперсией, приведены в работах

11. Greenstein J. L., *Astrophys. J.*, 128, 106 (1958).
12. Greenstein J. L., Arpigny C., *Astrophys. J.*, 135, 892 (1962).

К разд. 9.3

См. [1]. Модель ледяного конгломерата обсуждается в работах

13. Whipple F. L., *Astrophys. J.*, 111, 375 (1950).
14. Whipple F. L., *Astrophys. J.*, 113, 464 (1951).
15. Whipple F. L., *Astrophys. J.*, 121, 750 (1955).
16. Whipple F. L., in *La physique des comètes*, Centerick, Louvain, 1953, pp. 321—328 (Liège Symposium, September, 1952).
17. Whipple F. L., *Astron. J.*, 66, 375 (1961).

Возможная роль магнитного поля, заключенного в ядре, рассматривается в работе

18. Brandt J. C., *Astron. J.*, 67, 180 (1962).

Устойчивость льдов в солнечной системе обсуждается в работе

19. Watson K., Murray B. C., Brown H., *Icarus*, 1, 317 (1963).

См. также

20. Whipple F. L., in *The Moon, Meteorites and Comets*, eds. B. M. Middlehurst, G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, 1963, pp. 639—664.

К разд. 9.4

См. [1—3]. Распределение плотностей в комах комет рассмотрено в работах

21. O'Dell C. R., Osterbrock D. E., *Astrophys. J.*, 136, 559 (1962).
22. Haser L., *Bull. Acad. Roy. Belg. (Classe Sci.)*, 5th Series, 43, 740 (1957).
23. Miller F. D., *Astrophys. J.*, 134, 1007, 1961.
24. Wurm K., *Astron. J.*, 66, 362 (1961).

Фотоэлектрические записи спектров голов комет обсуждаются в работе

25. Liller W., *Astron. J.*, 66, 372 (1961).

Комы комет рассматриваются как плазма в работе

26. Марочник Л. С., *Астрон. ж.*, **39**, № 6, 1067 (1962).

К разд. 9.5

См. [1, 2, 3, 24] и

27. Wurm K., in *La physique des comètes*, Centerick, Louvain, 1953, pp. 260—275 (Liège Symposium, September, 1952).

Ионизация СО рассматривается в [24, 17, 28].

Ускорение узлов хвоста обсуждается в работе

28. Bierman L., in *La physique des comètes*, Centerick, Louvain, 1953, pp. 291—302. (Liège Symposium, September, 1952.)

29. Harwit M., Hoyle F., *Astrophys. J.*, **135**, 875 (1962).

Ориентация хвостов обсуждается в работе

30. Brandt J. C., *Isis*, **1**, 1 (1962).

О наблюдениях ориентации см. [30].

Хвосты далеких комет рассматриваются в работах

31. Osterbrock D. E., *Astrophys. J.*, **128**, 95 (1958).

32. Belton M. J. S., Brandt J. C., Hodge P. W., *Ann. Astrophys.*, **26**, 250 (1963).

См. также

33. Hulst H. C. van de, *Light Scattering by Small Particles*, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1957. (Русский перевод: Ван де Хюлст, *Рассеяние света малыми частицами*, М., ИЛ, 1961.)

34. Biermann L., Lüst R., in *The Moon, Meteorites and Comets*, eds. B. M. Middlehurst, G. P. Kuiper, University of Chicago Press, 1963, pp. 618—638.

К разд. 9.6

Встречи с кометами обсуждаются в работе

35. Corbin H. C., in *Space Age Astronomy*, eds. A. J. Deutsch, W. B. Klemperer, Academic Press Inc., New York, 1962, pp. 380—382.

Искусственные кометы и связанные с ними вопросы рассмотрены в работах

36. Biermann L., Lüst R., Lüst R., Schmidt H. U., *Z. Astrophys.*, **53**, 226 (1961).

37. Шкловский Н. С., *Искусственные спутники Земли*, вып. 4, 195 (1960).

38. Swings P., in *Space Age Astronomy*, eds. A. J. Deutsch, W. B. Klemperer, Academic Press Inc., New York, 1962, pp. 370—379.

Дополнительная литература

39. Добровольский О. В., *Кометы, метеоры и зодиакальный свет*, в книге «Курс астрофизики и звездной астрономии», т. III, М., 1964.
40. Всехсвятский С. К., *Физические характеристики комет*, Физматгиз, 1958.
41. Марочник Л. С., *Магнитогидродинамические явления в кометах, их связь с геоактивными потоками*, *Успехи физ. наук*, **82**, № 2 (1964).
42. Добровольский, *Кометы*, изд-во «Наука», 1966.

Метеоры

Несмотря на то что метеоры наблюдаются и изучаются в течение столетий, их природа, физические свойства, характеристики орбит и происхождение стали выясняться только в последние два — три десятилетия.

Было приложено немало усилий для того, чтобы с помощью современных методов и средств определить все важные астрономические свойства метеоров, и надо сказать, что в общем эти усилия увенчались успехом. Астрономические проблемы: орбиты, распределение в пространстве и происхождение — решены достаточно хорошо, но физические процессы, особенно те, которые претерпевает метеорное тело при пролете через атмосферу, все еще понятны только частично и требуют дальнейших исследований.

На съезде Международного астрономического союза в 1961 г. была сделана попытка унифицировать беспорядочную терминологию метеорной астрономии и метеоритики. Мы будем использовать эти термины и поэтому приводим здесь их сводку.

1. *Метеор*. Световое явление, возникающее при вторжении в атмосферу частицы из межпланетного пространства.

2. *Метеорное тело*. Некоторый объект, движущийся в межпланетном пространстве и имеющий размеры больше молекулярных, но меньше астероидальных.

3. *Метеорит*. Метеорное тело, которое прошло через атмосферу и, не полностью испарившись, достигло поверхности Земли.

4. *Болит*. Метеор более яркий, чем самая яркая планета.

5. *Микрометеорит*. Метеорит, диаметр которого меньше миллиметра, но не менее нескольких микронов.

6. *Метеорная пыль*. Очень маленькие частицы, меньшие, чем микрометеориты.

7. *Абсолютная величина*. Звездная величина метеора, которую он имел бы, будучи помещенным в зените на высоте 100 км.

8. *Траектория*. Линия движения метеорного тела в атмосфере в трехмерном пространстве.

9. *Путь*. Проекция траектории на небесную сферу, как она видна наблюдателю.

10. След. Нечто, остающееся после пролета метеора вдоль траектории, например ионизованные частицы.

11. Кратковременный след (хвост). След очень малой продолжительности, меньше 1 сек.

12. Радиант. Точка, где траектория, продолженная назад, пересекает небесную сферу.

13. Поток. Большое число метеоров с почти параллельными траекториями.

14. Рой. Группа метеорных тел с почти идентичными орбитами.

10.1. ВИЗУАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Метеорная астрономия — одна из немногих областей науки, в которой визуальные наблюдения еще играли важную роль до самого недавнего времени. Продолжительность полета метеорного тела через атмосферу так мала, что фотографическая пластинка в камере получает очень мало света, если только метеор не обладает исключительной яркостью. Человеческий глаз способен заметить очень слабый метеор 5 звездной величины, в то время как обычная широкоугольная камера может фотографировать только метеоры ярче 0 или —1 видимой звездной величины.

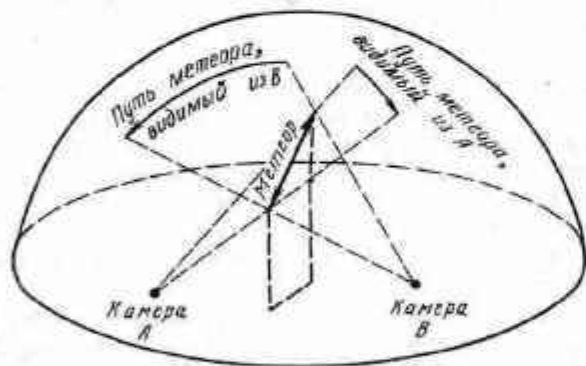
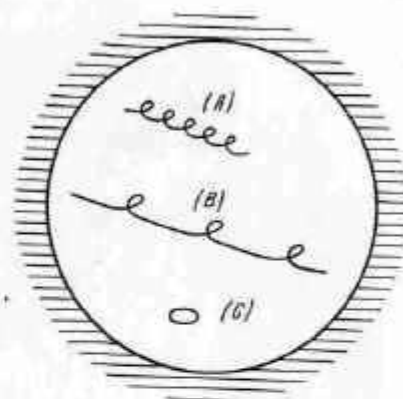


Рис. 97. Траектория метеора и его пути, видимые из двух станций.

Систематические визуальные наблюдения метеоров проводятся во многих местах, включая Антарктиду, и результаты этих наблюдений обычно хорошо согласуются. Как правило, наблюдения проводятся на двух станциях, разделенных расстоянием около 50 км; таким образом, одновременные наблюдения одного и того же метеора могут быть использованы для определения его пути в атмосфере методом триангуляции (рис. 97). Группы наблюдателей метеоров на каждой из двух станций несут постоянную вахту, при этом

каждый наблюдатель обычно отвечает за определенный участок неба. В момент появления метеора наблюдатель отмечает время его появления, оценивает его звездную величину, продолжительность полета, а также длительность свечения метеорного следа, если он был, и его положение относительно фона звезд. Иногда эта информация сообщается секретарю, который записывает все данные. Таким образом, наблюдатель может непрерывно следить за своей областью неба.

Рис. 98. А — медленный метеор, В — быстрый метеор, С — звезда, наблюдаемые через прибор Эпика с вращающимся зеркалом.



Опытные наблюдатели могут оценить положение начала и конца пути метеора с точностью порядка $3''$ и направление — с точностью 2° . Визуально оценить видимую яркость метеора труднее. Это особенно сложно для ярких метеоров — для них оценки двух наблюдателей обычно отличаются более чем на целую звездную величину.

Очень остроумный метод визуальной оценки скорости метеоров применил Эпик. Он изобрел установку, состоящую из большого плоского зеркала, смонтированного на вращающемся приспособлении так, что оно колеблется с малой амплитудой и периодом в доли секунды. Путь метеора, видимый в этом зеркале, будет петлеобразным (рис. 98), причем расстояние между петлями есть функция угловой скорости метеора.

Хотя визуальные наблюдения метеоров все еще являются важным источником данных о частоте появления метеоров и распределении их по звездным величинам, однако разработанная теперь мощная фотографическая и радиоаппаратура дает нам гораздо более точную и эффективную информацию.

10.2. ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Первый период метеорной фотографии в современном представлении был исключительно непродуктивен. Наиболее успеш-

ной была программа, проводившаяся Уипплом в Гарварде с 1936 по 1946 г.; фотографирование метеоров осуществлялось с весьма низким полезным выходом — около одного метеора за каждые 100 час экспозиции.

Для выполнения программ, предшествующих программе Уиппла, требовалось еще больше терпения. Первое успешное двустороннее фотографирование метеоров было осуществлено Элкином в Йеле

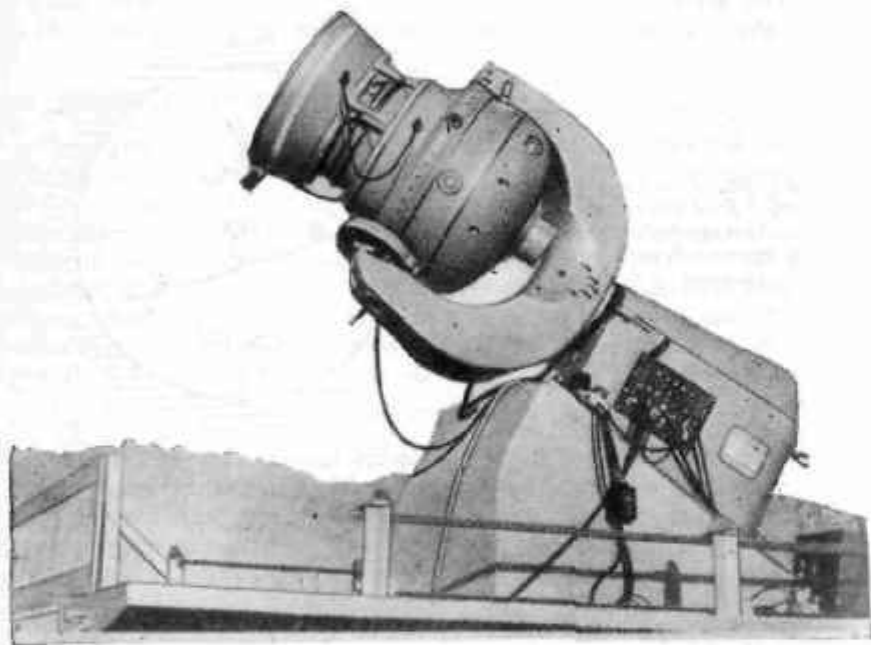


Рис. 99. Одна из камер Бейкера системы Супер-Шмидт.

в 1894—1909 гг. Он разместил две батареи по четыре камеры в каждой на станциях, расстояние между которыми составляло 3 км. На одной из станций имелся изготовленный из велосипедного колеса быстро вращающийся затвор (обтюратор), который через равные промежутки времени разрывал изображение метеора на отрезки. Когда метеор фотографировался на обеих станциях, Элкин мог вычислить его высоту, путь, продолжительность, яркость и изменение скорости со временем.

При выполнении Гарвардской программы фотографирования метеоров первоначально использовался базис в 38 км — расстояние от Кембриджа до Ок-Риджа; такое увеличение по сравнению с 3-километровым базисом Элкина обеспечило гораздо большую

точность результатов. Камеры были снабжены широкоугольными объективами диаметром ~ 4 см с относительным отверстием $1:4$ и полем зрения около 60° . На обеих станциях было сфотографировано около 50 метеоров, и эти фотографии дали весьма точную информацию о характеристиках очень ярких метеоров; более слабые метеоры этим камерам были недоступны.

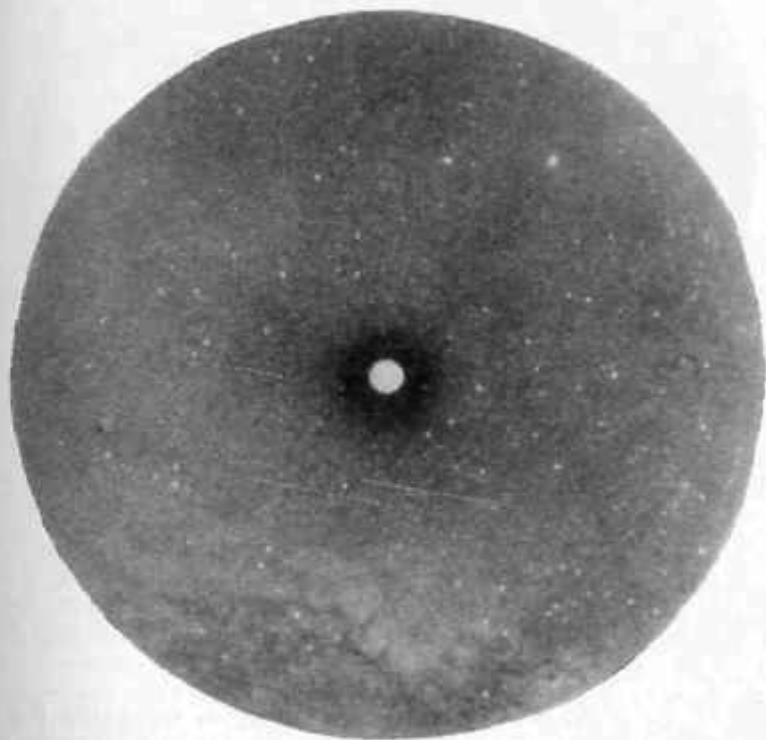


Рис. 100. Фотография трех метеоров потока Персеид, полученная с помощью камеры Бейкера. Центр поля экранируется кассетой, в которой находится пленка. Быстрое движение затвора вызывает разрывы в метеорном следе.

Очень важный шаг в развитии метеорной астрономии был сделан тогда, когда Джеймс Бейкер сконструировал замечательную новую камеру Супер-Шмидт, основанную на принципе телескопа Шмидта (рис. 99). Супер-Шмидт имел эффективное отверстие 30 см, относительное отверстие 0,65 и поле 55° . Первая такая камера была установлена в Нью-Мексико в 1951 г. За час экспозиции она фотогра-

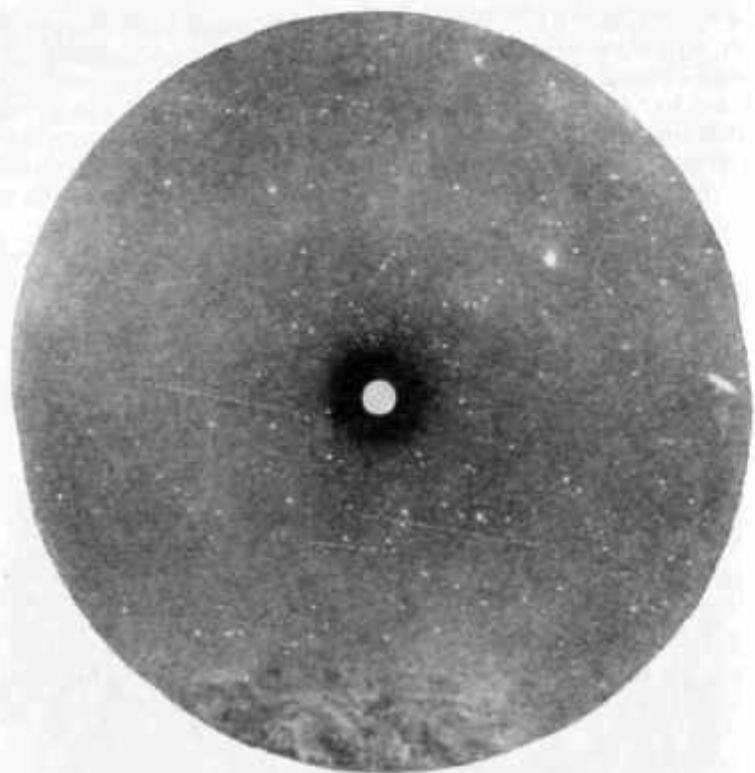


Рис. 101. Фотография тех же метеоров, которые видны на рис. 100, но полученных с камерой Бейкера на другой станции в Нью-Мексико, расположенной в 50 км от первой.

фировала примерно в 250 раз больше метеоров, чем ранее использовавшиеся камеры, и работа пары таких камер в Нью-Мексико в последующие годы принесла нам массу фотографических данных о метеорах (рис. 100 и 101).

10.3. РАДИОНАБЛЮДЕНИЯ

Прохождение метеора через земную атмосферу было впервые обнаружено с помощью радиометодов в 1928 г., хотя прошло три года, прежде чем эти наблюдения получили объяснение. В процессе исследования ионизованных слоев атмосферы радиоволны посылались вверх, и затем изучались их отражения от ионизованной области атмосферы. Найдено, что в сильно ионизованном слое E

на высоте около 120 км электронная концентрация оказывается много большей в дневное время, чем в ночное, меняясь за сутки больше чем на порядок. Очевидно, что это результат действия солнечного излучения. Однако было замечено, что часто в течение ночи случаются внезапные возрастания электронной концентрации; это вызвало необходимость постулировать существование некоего ионизирующего агента (кроме Солнца), который может оказывать кратковременное и внезапное действие такого рода.

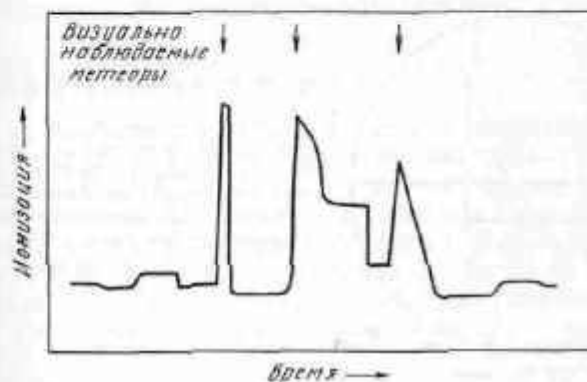


Рис. 102. Пример совпадения времени появления визуально наблюдаемых метеоров с пиками ионизации в верхней атмосфере.

В 1931 г. было высказано предположение, что ионизирующим агентом могут быть метеоры, и в том же году установлено, что заметное возрастание степени ионизации слоя E в ночное время соответствовало по времени потоку Леонид (разд. 10.7). В последующем году были получены решающие доказательства: внезапные возрастания электронной концентрации отмечались одновременно с визуально наблюдаемыми прохождениями метеоров (рис. 102). Влияние метеоров на слой E оказалось весьма значительным, особенно во время главных метеорных потоков. Во время максимума потока Леонид электронная концентрация достигает величины 10^6 электрон/см³, что примерно в 10 раз больше, чем в летнее время в полдень.

С помощью радио расстояние до траектории метеора в атмосфере может быть измерено способом, совершенно отличным от того, которым пользуется фотография. Обычно применяется следующий метод: посылается короткий импульс радиоволн и затем измеряется промежуток времени, в течение которого эхо импульса, отраженное от ионизованного следа метеора, вернется назад. Расстояние

до метеорного следа будет тогда просто

$$D = \frac{ct}{2}, \quad (1)$$

где t — время между подачей импульса и приемом отраженного сигнала, c — скорость распространения радиоволн (рис. 103). При таких измерениях расстояний обычно выбирается длительность импульса около 10 мксек, а частота повторений — до нескольких сот в секунду.

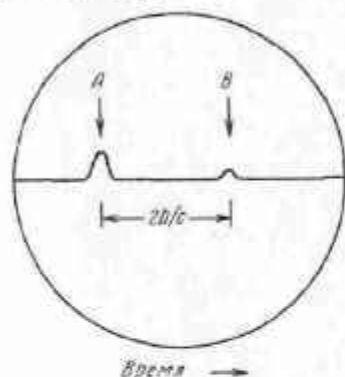


Рис. 103. Картина на экране катодно-лучевой трубки. А — посланный со станции сигнал, В — эхо, полученное от метеора. Расстояние измеряется по разделению сигналов во времени.

Определить радиометодами действительный путь метеора труднее, чем визуально или фотографически. Однако существует много различных косвенных методов. Большинство из них основано на том факте, что радиоэхо, особенно при работе на коротких волнах порядка 4 м, отражается только от той части следа метеора, которая перпендикулярна к направлению распространения радиоволн. Или применяя направленные сигналы, или проводя наблюдения с трех станций, путем статистической обработки большого числа метеоров можно приблизительно определить радиант. Поскольку для нахождения радианта этими методами требуется, чтобы наблюдались пути многих метеоров, то они пригодны только в случаях метеорных потоков и не могут дать информации об индивидуальных объектах.

Совершенно другой метод используется на длинных волнах (10 м). В этом случае очень большие метеоры могут быть обнаружены на значительной части своего пути, а не только в той его части, которая перпендикулярна направлению радиоволн.

Наблюдения с трех станций позволяют однозначно определить путь и скорость метеора; таким образом может быть вычислена орбита. Однако этот метод очень не эффективен, так как при этом наблюдения должны быть достаточно надежны на всех трех станциях, т. е. необходимо, чтобы путь метеора был очень длинным

(более 100 км) и был бы расположен так, чтобы все три отражения имели измеримую величину. Мак-Кинли и Миллман в Канаде, используя этот метод в своей первоначальной программе наблюдений, нашли, что для одного надежного определения пути метеора нужно в среднем около 200 час наблюдений.

Скорость метеоров можно определить или указанными выше методами, или проще, измеряя эффект Доплера в отраженном импульсе, используемом для измерения расстояний. Изобретены различные остроумные методы измерения доплеровского смещения; они основаны на свойствах дифракционной картины сигнала.

10.4. ЧАСТОТА ПОЯВЛЕНИЯ МЕТЕОРОВ

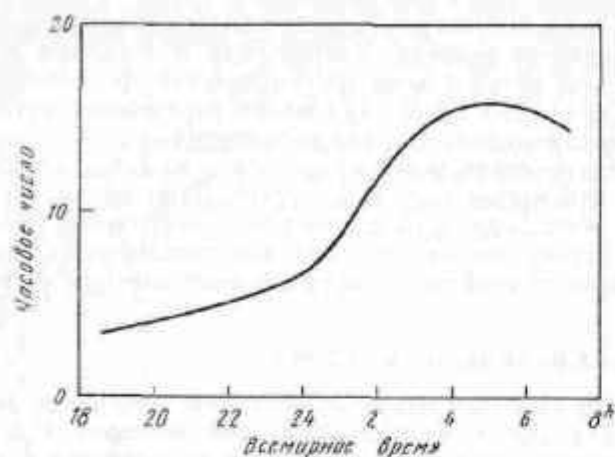
Одним из наиболее тщательно изученных вопросов метеорной астрономии является частота появления метеоров в атмосфере. Для определения частоты появления и ее суточных и годовых вариаций в течение дня интенсивно использовались описанные выше визуальные и радиометоды наблюдения. Давно установлено, что в дополнение к основным суточным и сезонным вариациям, в определенные даты число метеоров значительно возрастает; такие внезапные увеличения и есть метеорные потоки.

10.5. СУТОЧНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Было найдено, что число метеоров, наблюдаемых за один час (часовое число), меняется в течение ночи. После полуночи метеоров оказывается в среднем более чем вдвое больше, чем в вечерние часы (рис. 104). В 1866 г. итальянский астроном Скиапарелли качественно объяснил этот факт, указав, что если метеоры распределены в солнечной системе случайно и равномерно, то видимое число встреч с метеорами будет увеличиваться в том направлении, в котором Земля движется по своей орбите. Утренняя сторона Земли и есть та сторона, которая обращена в направлении движения Земли, и, следовательно, она встречает больше метеоров, чем вечерняя (рис. 105). Однако теория Скиапарелли не в состоянии точно объяснить более современные наблюдательные факты.

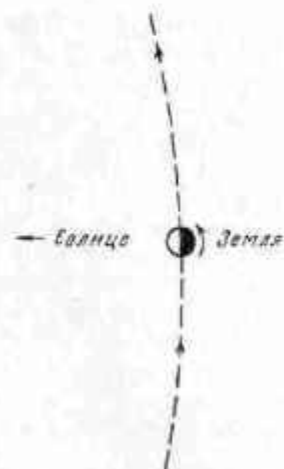
Гораздо больший физический смысл имеет кривая, изображающая в функции времени суток не число самих метеоров, а число их радиантов. Такая кривая может быть объяснена вполне удовлетворительно.

Для получения таких данных лучше всего подходит метеорный радиотелескоп, который используется и в дневное время и на работу которого не влияют сумерки или какие-либо другие изменения яркости неба. Радиоданные о среднем часовом числе эхо от метеоров в функции времени суток обнаруживают три максимума и про-



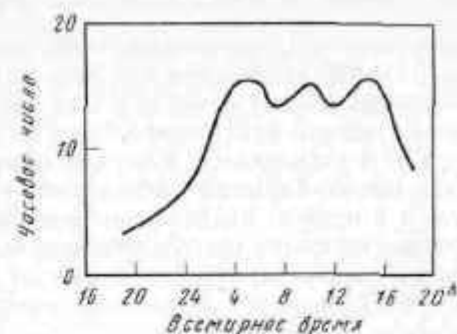
Р и с. 104. Среднее изменение часового числа визуальных метеоров как функция времени.

тяженный глубокий минимум (рис. 106). Три наивысшие точки соответствуют направлению на Солнце, направлению, противоположному Солнцу, и направлению движения Земли по орбите. Этот

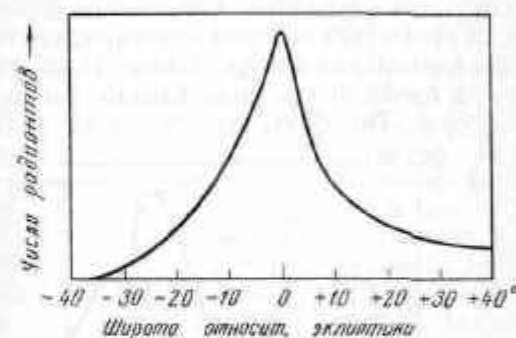


Р и с. 105. Схема, объясняющая, почему метеоры наблюдаются преимущественно в утренние часы.

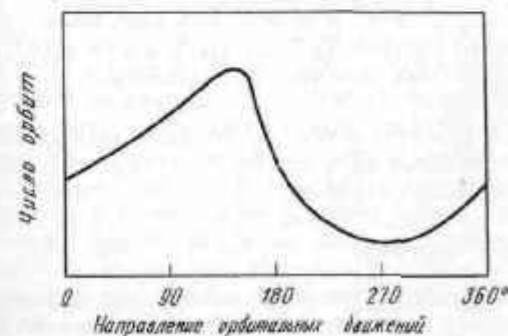
результат в совокупности с наблюдаемой концентрацией радиантов спорадических метеоров вдоль эклиптики (рис. 107) позволяет определить действительное распределение направлений орбит метеоров (рис. 108).



Р и с. 106. Среднее изменение часового числа радиометеоров как функция времени.



Р и с. 107. Распределение радиантов метеоров по широте относительно плоскости эклиптики.



Р и с. 108. Распределение направлений орбитальных движений метеоров, полученное по радиоследованиям. Направление на Солнце принято за 0°.

Общая картина, которую можно воссоздать по данным, приведенным на рис. 107 и 108, такова, что в окрестности орбиты Земли большая часть метеоров движется близко к плоскости эклиптики или в направлении Солнца, или от него, или же в направлении движения Земли. Так и должно быть в случае, если орбиты спорадических метеоров имеют большой эксцентриситет и некоторую тенденцию двигаться в прямом направлении и близко к плоскости эклиптики. Подробное описание орбит, приведенное ниже, показывает, что это представление верное.

10.6. СЕЗОННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Часовое число метеоров зависит также от времени года (рис. 109). Этот факт не согласуется ни с теорией Скиапарелли, ни с предсказаниями, основанными на распределении направлений метеоров, найденном по суточным вариациям. Объяснение возможно только в том случае, если отказаться от предположения, что орбиты метеоров распределены равномерно вокруг Солнца. Наоборот, существует максимум числа орбит при долготе Солнца около 100° (Земля проходит его в июне). Тот факт, что при этой долготе Солнца

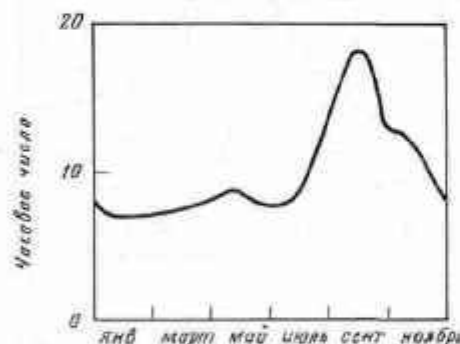


Рис. 109. Сезонное распределение часового числа визуально наблюдаемых метеоров (по Деннунгу).

к орбите Земли приближается много кометных орбит, интересен и является независимым аргументом в пользу кометного происхождения спорадических метеоров.

10.7. МЕТЕОРНЫЕ ПОТОКИ

Несомненно, наибольшие вариации числа метеоров случаются во время метеорных потоков. В то время как среднее часовое число визуально наблюдаемых метеоров может меняться в течение суток в пределах от 6 до 16, во время главных потоков предельные зна-

чения достигают 50—100. Иногда во время потоков часовое число (за короткий отрезок времени) достигает феноменальной величины — 12 000, как было во время потока Леонид в 1833 г.

Метеорные потоки состоят из метеоров, имеющих общий радиант; это означает, что пути метеорных тел в пространстве параллельны. Обычно поток называется по созвездию, в котором лежит его радиант; иногда — по имени кометы, с которой он кажется связанным. В случае Квадрантид название потока пережило название созвездия, по имени которого было названо; в XIX в. созвездие вблизи Геркулеса называлось Стенным Квадрантом. В табл. 12

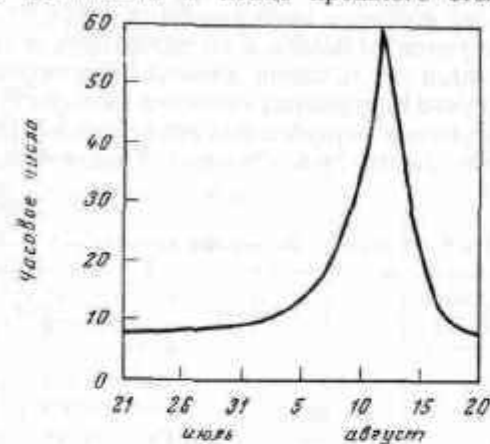
Таблица 12

Главные метеорные потоки

Название	Дата максимума	Тип
Квадрантиды	3 января	Постоянный
Лириды	21 апреля	Постоянный
η -Аквириды	5 мая	Постоянный
δ -Аквириды	28 июля	Постоянный
Летние дневные потоки	май — июль	Постоянные и периодические
Персеиды	12 августа	Постоянный
Дракониды	10 октября	Периодический
Ориониды	21 октября	Постоянный
Тауриды	7 ноября	Постоянный
Леониды	16 ноября	Периодический
Геминиды	12 декабря	Постоянный
Урсиды	22 декабря	Постоянный

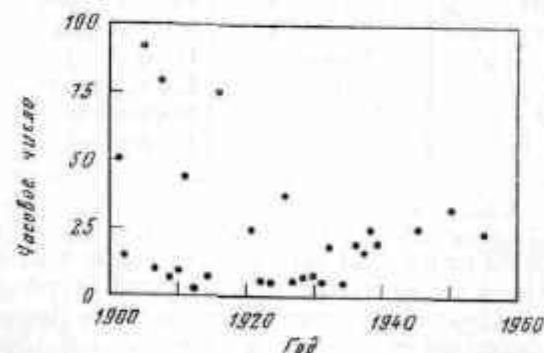
перечислены главные потоки с часовым числом визуально наблюдаемых метеоров не менее 20. Некоторые из потоков названы постоянными; название указывает на то, что потоки случаются каждый год в известные даты; происходит это, очевидно, потому, что орбита потока пересекает орбиту Земли в определенной точке, а вдоль своей орбиты метеорные тела распределены почти равномерно. Остальные потоки названы периодическими, это означает, что они появляются через определенное число лет. Метеорные тела таких потоков движутся по орбите, которая пересекает земную, но на своей орбите они должны быть сконцентрированы в плотную группу и двигаться совместно. Поток возникает тогда, когда эта группа и Земля одновременно оказываются близ точки пересечения их орбит.

Примером постоянных потоков являются Персеиды, которые с большим постоянством наблюдаются в июле — августе. На рис. 110 приведен результат 19-летнего изучения потока, выполненного Деннингом в конце прошлого столетия. Часовое



Р и с. 110. Среднее часовое число метеоров потока Персеид (по Деннингу).

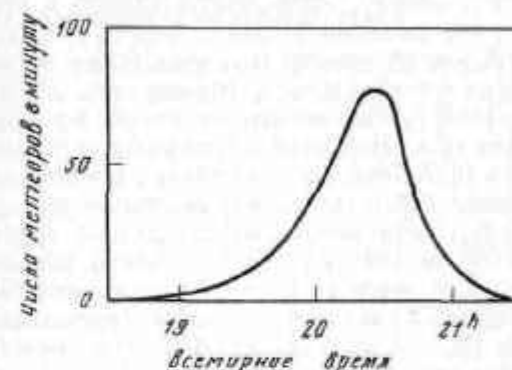
число визуально наблюдаемых метеоров во время максимума обычно составляет около 50, но в некоторые годы бывает и в 5 раз больше.



Р и с. 111. Изменение интенсивности метеорного потока Персеид за последние 60 лет. Точками отмечены средние часовые числа визуально наблюдаемых метеоров 10 августа (по Ловеллу).

а в другие максимум едва заметен, однако сколько-нибудь определенного периода установить не удалось. На рис. 111 показано, как менялось часовое число Персеид в день 10 августа в течение первой половины XX в.

Примером периодического потока могут служить Дракониды (или Джакобиниды). Этот поток, по-видимому, связан с открытой Джакобини кометой 1900 III с периодом 6,5 года. Орбита кометы почти пересекает орбиту Земли примерно 10 октября и всякий раз,



Р и с. 112. Визуальные наблюдения метеорного потока Джакобинид 9 октября 1933 г. (по Оливеру).

когда комета оказывается вблизи этой части своей орбиты одновременно с Землей, наблюдается краткий, но эффектный дождь метеоров (рис. 112). Последнее появление такого визуально наблюдаемого дождя было в октябре 1946 г., когда Земля прошла место пересечения орбит спустя 15 дней после кометы. Поток продолжался только 5 или 6 час, но в течение этого времени визуальное часовое число возросло до 4000.

В табл. 13 собраны данные об активности потока Драконид, начиная с его первого уверенного наблюдения. По-видимому,

Таблица 13

Поток Драконид		
Год	Прохождение Земли через узел	Часовое число метеоров в максимуме
1926	70 дней до кометы	17
1933	80 дней после кометы	5 000
1939	136 дней до кометы	—
1946	15 дней после кометы	5 000
1952	195 дней до кометы	200

метеорные тела сильно сконцентрированы в непосредственной близости к комете. Появление потока в 1952 г. наблюдалось только радиометодами в дневное время, продолжительность потока была

столь мала, что вечером были обнаружены только один или два метеора Драконид.

Бизиды служат ярким примером внезапного исчезновения потока метеоров. Слабая комета Бизлы, открытая в 1826 г., имела период 6,6 года и орбиту, проходящую близко к орбите Земли. Во время своего возвращения в 1845 г. комета разделилась на две части — около основной кометы появился более слабый спутник. Яркость спутника увеличивалась, образовался хвост. Во время возвращения в 1852 г. компоненты окончательно разделились на орбите и обе были аномально слабы. Они никогда больше не наблюдались. Однако в 1877, 1885, 1892 и 1899 гг., когда Земля пересекала орбиту кометы, наблюдались изумительные метеорные дожди с часовым числом, достигающим по визуальной оценке огромной величины — 50 000 (в 1885 г.). После слабого появления потока в 1904 г. он не наблюдался до 1940 г., когда поток был, но очень слабый. С тех пор он ни разу не наблюдался. Замечательная история кометы и потока Бизид до конца не объяснена, но есть основания предполагать, что орбита ее постепенно изменялась при близких прохождении около Юпитера.

10.8. СКОРОСТИ

Наблюдаемые скорости метеоров заключены в пределах от 11 до 75 км/сек. Существование этих границ просто объясняется теми значениями, в которых меняются скорости ускользания. Скорость ускользания на Земле равна 11,2 км/сек, и ни одно метеорное тело не может войти в атмосферу со скоростью относительно Земли меньшей, чем эта. Скорость ускользания из солнечной системы на расстоянии Земли равна 42 км/сек. Скорость движения Земли по своей орбите составляет приблизительно 30 км/сек. Следовательно, максимальная возможная скорость метеорного тела относительно Земли в солнечной системе равна примерно 72 км/сек. Тот факт, что только немногие метеоры (если вообще таковые существуют) имеют большую скорость, показывает, что огромное большинство метеорных тел являются постоянными членами солнечной системы, движущимися по замкнутым орбитам. Согласно произведенной оценке, межзвездная компонента составляет, вероятно, менее 1% наблюдаемых метеоров.

В окрестности Земли под действием силы притяжения орбитальные скорости метеорных тел, конечно, меняются. Скорость метеорного тела относительно Земли возрастает согласно соотношению

$$v^2 = v_R^2 + \frac{2GM_E}{R} \approx v_R^2 + 125, \quad (1)$$

где v — геоцентрическая скорость метеорного тела вне земной

атмосферы в км/сек, v_R — начальная относительная скорость, M_E и R — масса и радиус Земли и G — постоянная всемирного тяготения.

10.9. ОРБИТЫ СПОРАДИЧЕСКИХ МЕТЕОРОВ

Для того чтобы рассчитать орбиту отдельного метеора, его траектория и скорость должны быть определены достаточно точно.

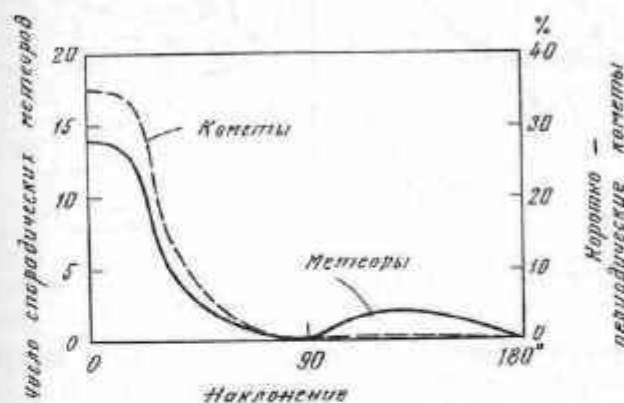
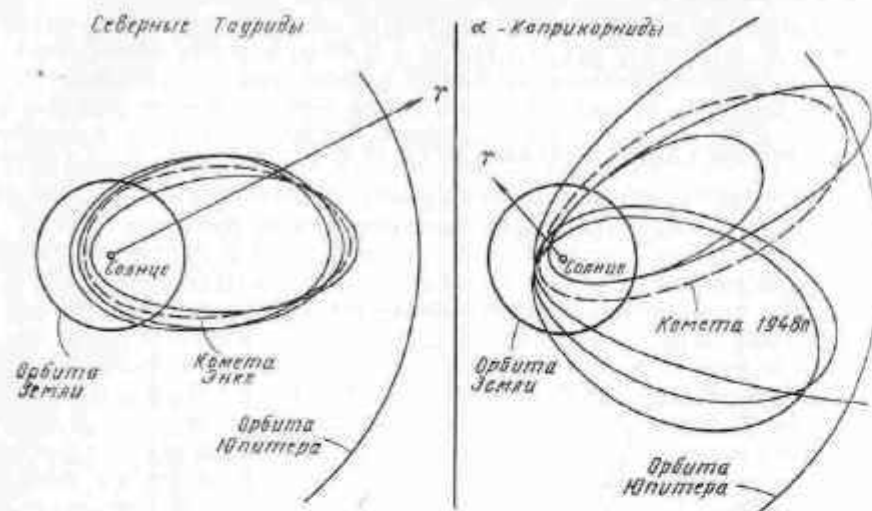


Рис. 113. Сравнение наклонений орбит спорадических метеоров и комет с периодом, меньшим 200 лет (по Уипплу).

Визуальные и первые радионаблюдения оказались непригодными для этих целей. Первые надежные орбиты метеоров были определены по фотографиям метеоров, полученным на камерах Супер-Шмидт. Уиппл исследовал орбиты 51 спорадического метеора. Он нашел, что 17 из них имели обратное движение, и ни в одном случае не было уверенно определенной гиперболической скорости. Все метеоры, за исключением одного, имели период обращения больше 22 лет и расстояние в афелии больше 8 а. е. Наклонения орбит показывают, что орбиты несколько концентрируются к эклиптике, а распределение наклонений почти такое же, как у комет (рис. 113); вероятно, менее 15% спорадических метеоров имеют не кометное происхождение.

10.10. ОРБИТЫ МЕТЕОРОВ В ПОТОКАХ

Фотографическое обозрение метеоров, проводившееся в течение 10 лет на камерах Супер-Шмидт, дало массу точных сведений об орбитах метеоров в потоках. Рис. 114 иллюстрирует полученные результаты для метеоров различных потоков. Во всех случаях



Р и с. 114. Сравнение орбит метеоров двух потоков с орбитами комет, с которыми они считаются связанными (по Райту).

участки орбиты вблизи Земли хорошо согласуются между собой. Несколько худшее согласие в афелийных частях орбит, что является результатом как неточности измерений, так и возмущающего действия больших планет и других возмущений. Для тех потоков, для которых известна их связь с определенными кометами, орбиты метеоров хорошо согласуются с орбитой кометы (например, для метеорных потоков Лирид, Таурид и α -Каприкорнид).

10.11. ОРБИТЫ БОЛИДОВ

Точные скорости таких исключительно ярких и редких метеоров, как болиды, почти не измерялись. Такие метеоры существенно более массивны, чем обычные, и приближаются по своим размерам к метеоритам, которые достигают поверхности Земли. Изучив всю пригодную информацию о скоростях этих объектов, Уиппл полагает, что если рассматривать все более и более яркие метеоры, то наклонения их орбит уменьшаются, сами орбиты становятся меньше и ближе к круговым. Метеоры, достаточно большие, чтобы привести к выпадению метеоритов, связаны с телами, двигавшимися первоначально по небольшим орбитам с малым эксцентриситетом и малым наклонением; такие орбиты очень похожи на орбиты астероидов. По-видимому, почти все самые маленькие метеоры имеют чисто кометное происхождение, а астероидная компонента постепенно возрастает с увеличением массы метеора. При массах, близких к метеоритным, вклад комет пренебрежимо мал.

10.12. ФИЗИКА МЕТЕОРОВ

Физические процессы, происходящие при взаимодействии метеора с атмосферой, находятся все еще в стадии активного изучения. Основные теории были разработаны в 1938 г. Уипплом и затем постепенно уточнялись с помощью данных, полученных в результате детального фотографического обзора метеоров. Различные аспекты проблемы достаточно подробно рассматривал также Эппик.

Когда метеорное тело входит в атмосферу с некоторой скоростью v , которая лежит между 11 и 72 км/сек, то на фронтальной поверхности входящего объекта возникает обмен импульсом между тормозящимся телом и молекулами воздуха, получающими направленную вперед скорость. Если ρ — плотность атмосферы, Γ — коэффициент торможения и s — эффективное поперечное сечение метеорного тела, тогда для обмена импульсами мы имеем

$$m \frac{dv}{dt} = -\Gamma s \rho v^2 \quad (1)$$

Обычно поперечное сечение s аппроксимируется выражением $\rho_m^{-2/3} m^{2/3}$, где ρ_m — плотность метеорного тела. Это приближение достаточно хорошо выполняется для тел обычной формы. Таким образом, мы можем написать уравнение торможения

$$\frac{dv}{dt} = -\Gamma \rho_m^{-2/3} m^{-1/3} \rho v^2 \quad (2)$$

Метеорное тело, проникая в атмосферу, теряет как массу, так и скорость. Потеря массы, называемая *абляцией*, может происходить за счет испарения, плавления или дробления метеора. Пользуясь законом сохранения энергии, мы можем вывести уравнение, описывающее потерю массы, приравняв энергию, сообщенную метеорному телу ударами молекул, энергии, необходимой для абляции. Потеря кинетической энергии при торможении пренебрежимо мала. Мы имеем

$$\xi \frac{dm}{dt} = -\frac{1}{2} \Lambda \rho_m^{-2/3} m^{2/3} \rho v^3, \quad (3)$$

где ξ — энергия, необходимая для абляции 1 г вещества метеора, и Λ — коэффициент полезного действия процесса обмена энергией. Разделив выражение (3) на (2), получаем уравнение масс

$$\frac{1}{m} \frac{dm}{dt} = \frac{\Lambda}{2\xi \rho_m^{2/3}} v \frac{dv}{dt} \quad (4)$$

Когда происходит абляция, атомы метеорного тела отрываются от него и сталкиваются с молекулами атмосферы со скоростью v в направлении движения. Каждый атом несет достаточно энергии для того, чтобы ионизовать и возбудить частицы воздуха, и таким

образом возникает свечение. Если τ есть доля кинетической энергии, преобразованной в излучение, то получаем уравнение светимости:

$$I = -\frac{1}{2} \tau v^2 \frac{dm}{dt}, \quad (5)$$

где I — общая высвеченная метеором энергия в эрг·сек.

Уравнения (2), (4) и (5) являются основными в физике метеоров. Мы имеем три переменные величины (v , m и I) и пять констант (Γ , Λ , ρ_m , ξ и τ). Наблюдая с двух станций, мы можем измерить четыре величины: v , dv/dt , $I(t)$ и $h(t)$, где h — высота в атмосфере. В метеорной физике по измеряемым величинам определяют переменные величины и константы, характеризующие происходящие процессы. Так как число неизвестных велико, а число уравнений, их связывающих, мало, то проблема не может быть решена в общем виде даже для изложенной здесь упрощенной теории, если нет дополнительной информации из других источников.

Проводились подробные теоретические исследования для того, чтобы получить реальное представление о некоторых рассматриваемых постоянных, в частности о коэффициенте торможения Γ и постоянных, характеризующих процесс теплопередачи. Эксперименты, выполненные в лаборатории, дают нам информацию относительно многих вопросов, связанных с баллистическими задачами. В этих экспериментах используются искусственные метеоры — частицы с большими скоростями, получаемые при направленных взрывах. Искусственные метеоры можно создавать как на поверхности Земли, так и при помощи ракет, что дает сведения о процессах, протекающих в средах с плотностью ρ , меняющейся в широких пределах. Такие экспериментальные исследования могут дать надежные данные о коэффициентах свечения; о реальных процессах, обуславливающих свечение: процессах возбуждения, ионизации, диссоциации и рекомбинации; о коэффициенте теплопроводности; о явлениях ударных волн; о физике процессов испарения, распыления и дробления частиц и о коэффициенте торможения.

На основании того, что мы теперь знаем о физических процессах, участвующих в абляции метеора, можно сделать вывод, что большинство метеоров, сфотографированных на телескопах Супер-Шмидт, образованы телами с очень низкой плотностью — заведомо меньше 1 г/см^3 . Метеорные тела различных потоков, по-видимому, имеют разную плотность. Оказывается также, что практически все они чрезвычайно хрупки, и поэтому всякая теория, которая не учитывает деталей процесса дробления метеорных тел, неприемлема. Массы метеорных тел известны только приближенно. Для того чтобы создать физику метеоров, необходимо проделать еще много теоретической, экспериментальной и наблюдательной работы.

10.13. МЕТЕОРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Спектры метеоров, которых в настоящее время известно около 200 (500.— *Ред.*), все еще недостаточно хорошо объяснены. В эмиссионных спектрах отождествлены многие элементы, однако теория, отражающая детали физического процесса образования такого спектра, отсутствует. До настоящего времени обнаружены нейтральные атомы N, O, Na, Mg, Al, Si, Ca, Cr, Mn, Fe и Ne. Отождествлены ионизованные атомы Mg, Si, Ca и Fe. В общем, присутствуют как раз те элементы, которые следует ожидать в согласии с общепринятым представлением о космической распространенности элементов. Наиболее часты электронные переходы с верхних уровней с энергиями не более 1% кинетической энергии испарившегося атома метеорного тела. По мере того как метеорное тело проникает в земную атмосферу, энергия переходов становится, по-видимому, все выше и выше; вблизи конца пути часто наблюдаются линии ионизованных атомов. Вероятно, это происходит из-за увеличения плотности воздуха по мере проникновения метеора в нижние слои атмосферы, что обуславливает возрастание эффективности процессов передачи энергии.

Пригодные для обработки спектры метеоров продолжают изучаться; можно ожидать, что с помощью этого важнейшего метода исследования будет разрешена большая часть неясных вопросов, касающихся физических характеристик метеоров.

ЛИТЕРАТУРА

Весьма полно освещает большинство проблем, связанных с метеорами, книга

1. Lovell A. C. B., *Meteor Astronomy*, Clarendon Press, Oxford, 1954. (Русский перевод: Б. Ловелл, Метеорная астрономия, Физматгиз, 1958.)

Менее современное, но интересное обсуждение главным образом вопросов визуальных наблюдений метеоров дано в книге

2. Oliver C. P., *Meteors*, Williams & Wilkins Company, Baltimore, 1925.

Главы, посвященные специальным вопросам метеорной астрономии, собраны в книге

3. *Meteors*, ed. T. R. Kaiser, Pergamon Press, New York, 1955. (Русский перевод: Метеоры, под ред. Т. Кайзера, М., ИЛ, 1959.)

Обзор вопросов метеорной астрономии и прекрасный перечень библиографических ссылок можно найти в статье

4. Whipple F. L., Hawkins G. S., in *Handbuch der Physik*, Bd. 52, ed. S. Flugge, Springer-Verlag OHG, Berlin, 1959, S. 518—564.

Более современная книга, где хорошо отражена радиометеорная астрономия, с прекрасной библиографией

5. McKinley D. W. R., *Meteor Science and Engineering*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1961. (Русский перевод: Д. МакКинли, Методы метеорной астрономии, М., ИЛ, 1964.)

К разд. 10.1

- Краткий обзор визуальных наблюдений метеоров дан в статье
6. Millman P. M., Sky and Telescope, 16, 222 (1957).
См. также [1, 2].

К разд. 10.2

- Фотографические методы исследования метеоров описаны в работе
7. Jaccchia L. G., Whipple F. L., in Vistas in Astronomy, vol. 2,
ed. A. Beer, Pergamon Press, New York, 1956, pp. 982—994.

К разд. 10.3—10.6

См. [1].

К разд. 10.7

- Хорошая сводка наших сведений о метеорных потоках дана в [1]; кроме того, много информации приведено в книге
8. Hoffmeister C., Meteorströme, Verlag Werden und Wirken, Weimar, 1948.

К разд. 10.8—10.11

- Сводку орбитальных данных, диаграмм и полезных ссылок можно найти в статье
9. Wright F. W., Astron. J., 65, 33 (1960).

К разд. 10.12 и 10.13

- См. [3, 4], а также отличную монографию
10. Orlik E. J., Physics of Meteor Flight in the Atmosphere, Interscience Publishers, Inc., New York, 1958.

Дополнительная литература

11. Левин Б. Ю., Физическая теория метеоров и метеорное вещество в солнечной системе, Изд-во АН СССР, 1956.
12. Астапович И. С., Метеорные явления в земной атмосфере, М., Физматгиз, 1958.
13. Катасев Л. А., Фотографические методы метеорной астрономии, М.—Л., Гостехиздат, 1957.

ГЛАВА II

Метеориты

Земля непрерывно бомбардируется телами внеземного происхождения, называемыми метеоритами; человеку тем самым дается возможность как бы заглянуть в межпланетное пространство. Метеориты падают как в океан, так и на сушу, часто в необитаемых местах, но иногда прямо в руки человеку, к его великому изумлению.

Согласно оценке, в музеях хранится около 500 т метеоритного вещества, а литература, описывающая его, весит много больше того, что она объясняет. Если не считать важных работ по определению химического состава метеоритов, можно сказать, что физическая и астрономическая история этих пришельцев из межпланетного пространства стала выясняться только в самые последние годы.

II.1. ПАДЕНИЯ И НАХОДКИ МЕТЕОРИТОВ

Если метеорит был найден потому, что было видно или слышно, как он упал, то это случай *падения метеорита*. Очень грубая оценка числа метеоритов, падающих на весь земной шар, дает около 2000 в год. Эти сведения основаны на результатах осуществленной Найинджером разъяснительной кампании, проводившейся среди части жителей США. Население призывалось бдительно следить за падением метеоритов и немедленно сообщать об этом. Благодаря успеху этого мероприятия в настоящее время появилась возможность сбора данных фотографическими методами. Такая программа осуществляется в США и Чехословакии. Метеорит считается *найденным*, если он отождествлен по внешнему виду, а не по сообщениям о его падении. Метеориты обычно опознаются по виду их поверхности (обычно оплавленной, со следами потоков), по их плотности и химическому составу. Хорошей химической пробой является отношение обилия Fe/Ni; обычно для различных типов метеоритов оно находится в пределах от 8 до 20, тогда как для земных минералов его нормальное значение гораздо больше. (В этой главе мы рассматриваем химический состав по *массе*.)

11.2. ТИПЫ МЕТЕОРИТОВ

Различают три группы метеоритов, которые определяются их химическим составом: железные, железо-каменные и каменные. Многочисленные подразделения этой классификации приведены



Рис. 115. Протравленная поверхность железного метеорита, на которой видны фигуры Видманштеттена (Чикагский музей естественной истории).

в табл. 14. Железные метеориты почти чисто металлические, железо является главной составляющей. Они представляют особый интерес из-за их замечательной кристаллической структуры, которая обнаруживается, если отполировать срез метеорита (рис. 115). Этот

Таблица 14

Типы метеоритов	
Тип	Характеристика
Железные	Главным образом Fe и Ni в виде металлов
Октаэдриты	Видманштеттеновы фигуры; содержание Ni 6—15%
Гексаэдриты	Неймановы линии; содержание Ni 5,5—6%
Атакситы	Нет макроструктуры; содержание Ni очень различно
Каменные	Различное сочетание минералов, как в земных породах
Обычные хондриты	Части хондры, оливин, полевой шпат и др. минералы
Углистые хондриты	Обычно черные и хрупкие, часто содержат углерод, редко хондры
Энстатитовые хондриты	Как правило, однородные, часто содержат энстатит
Ахондриты	Похожи на земные изверженные породы; имеют много разновидностей, включая, например, урилиты, которые содержат углерод иногда в виде алмазов
Железо-каменные	Железо-никелевая основа с каменными включениями
Палласиты	Включения кристаллических силикатов; содержание Fe—Ni 25—60%
Мезосидериты	Строение и кристаллы более мелкие, чем у палласитов; содержание Fe—Ni 40—70%
Подраниты	Похожи на палласиты; содержание Fe—Ni 30%
Сидерофилы	Похожи на палласиты; содержание Fe—Ni 50%

рисунок, называемый видманштеттеновыми фигурами, не удается воспроизвести искусственно в лаборатории, и полагают, что такая картина обуславливается только очень медленным охлаждением, и, возможно, при очень высоких давлениях. Часто высказывается мысль, что такое строение доказывает, что железные метеориты представляют собой осколки центральной части больших тел, которые некогда рассыпались. Среди найденных метеоритов преобладают железные, однако в общем числе падающих метеоритов они составляют не больше 10%.

Около 90% падающих метеоритов каменные, их очень легко спутать с земными образованиями, и если нет свидетельств паде-

ния, то их редко находят, так как они легко разрушаются при выветривании. Физические характеристики и химические свойства каменных метеоритов весьма разнообразны. Наиболее обычным типом являются хондриты, называемые так из-за присутствия хондр, округлых вкраплений, состоящих из вещества, аналогичного основным породам на Земле. Средний химический состав хондритов совершенно однороден, несмотря на чрезвычайно большое разнообразие их структурных, физических и минералогических характеристик. Редкие каменные метеориты без таких включений называются ахондритами, их характеристики очень похожи на характеристики хондритов.

Железо-каменные метеориты составляют только 2% всех известных метеоритов. Обычно они представляют собой железо-никелевые массы с каменными включениями.

11.3. ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ

Химический состав метеоритов представляет интерес по двум основным причинам: 1) он может быть ключом к разгадке происхождения метеоритов, 2) он дает сведения об относительном содержании элементов в солнечной системе (особенно это важно для тех элементов, которые не обнаружены в солнечном спектре).

В табл. 15 приведен средний химический состав метеоритов различных типов. Такое среднее значение плохо представляет ахондриты, которые по своему составу чрезвычайно сильно отличаются друг от друга, но для остальных метеоритов это среднее дает вполне верное представление о химическом составе.

Подобная информация является источником многих интересных сведений и предположений о происхождении метеоритного вещества. Химический анализ, дополненный минералогическими данными и определениями изотопного состава, может быть использован для попытки установить, существовало ли (или не существовало) большое родительское тело, и исследовать, какова была возможная структура этого тела до разрушения. К сожалению, данных не так много, и они недостаточно ясны для того, чтобы привести ученых к согласованному мнению хотя бы по какому-нибудь одному из массы существующих вопросов. Расхождения между различными учеными весьма значительны и, вероятно, могут сравниться только с разногласиями, вызванными другой проблемой солнечной системы, проблемой тектитов — загадочных объектов, имеющих еще более загадочное происхождение (см. разд. 11.9).

Главный вопрос, который подвергается атакам в проблеме метеоритов, но не получил однозначного ответа, — это вопрос о родительском теле (или телах). Многие ученые полагают, что метеориты произошли из довольно большой родительской планеты (или планет),

Таблица 15

Средний химический состав метеоритов в процентах по весу*

Элемент	Окундриты	Галакситы	Ахондриты	Обычные хондриты	Углеродистые хондриты	Экзотермические хондриты	Ахондриты	Палласиты	Мезосидериты	Лодраниты	Сидериты
Fe	88	93	84±	12	0,8	20	1±	49	45	28	46
Ni	8	6	14±	1,3	0,4	1,7	0,1±	5	4	4	5
Co	0,5	—	0,8	0,3	0,01	0,1	—	0,3	0,3	—	0,15
Cu	0,1	0,4	0,1	—	—	—	—	—	—	—	—
P	0,2	0,3	0,1	0,05	—	—	—	0,1	0,1	—	—
C	0,4	0,2	0,2	—	2,4	0,3	—	0,08	—	—	—
SiO ₂	—	—	—	38	27±	39	47	17	20	29	35
MgO	—	—	—	24	19±	21	12±	20	6	23	10
FeO	—	—	—	12	20±	2	15±	7	6	8	4
Al ₂ O ₃	—	—	—	2,7	2,3	2	8±	0,4	4	0,2	—
CaO	—	—	—	1,9	2,0	1	9±	0,3	3	0,2	—
FeS	—	—	—	5,9	9±	11	1±	0,5	3	7	—
Другие	2,8	0,1	0,8	1,8	17,1	1,9	6,9	0,3	7,6	0,6	—

* Знак ± указывает на широкий разброс значений обилия данного элемента в метеоритах данного типа.

которая рассыпалась на множество обломков очень давно или же, может быть, разрушалась постепенно при многочисленных столкновениях в поясе астероидов (см. гл. 12).

Некоторые ученые считают, что размеры этого тела (или тел) должны быть порядка Луны (3000 км), другие предлагают размеры астероидов (300 км) и третьи — наблюдаемые размеры метеоритов (~1 м). Существуют доводы как за, так и против всех этих предположений, и можно с уверенностью утверждать только, что метеориты имели сложную историю.

Часто высказывается утверждение, что метеориты являются лучшими источниками информации о содержании многих химических элементов в солнечной системе. Спектры Солнца и звезд дают нам сведения о содержании некоторых, но не всех элементов. Для остальных мы должны полагаться на те данные, которые получаем при изучении метеоритов и земной коры. Мы подозреваем, что состав земной коры не представляет состава всей Земли; внутренние части имеют много большую плотность, чем кора. Следовательно, метеориты являются более обещающим источником для

Таблица 16

Содержание некоторых сравнительно мало обильных элементов
в хондритах
(относительно кремния)

Элемент	Обилие	Элемент	Обилие
Гелий	$1,1 \cdot 10^{-7}$	Медь	$1,9 \cdot 10^{-4}$
Литий	$5 \cdot 10^{-5}$	Цинк	$1,2 \cdot 10^{-4}$
Бериллий	$6,4 \cdot 10^{-7}$	Серебро	$1,3 \cdot 10^{-7}$
Бор	$4 \cdot 10^{-5}$	Ксенон	$7 \cdot 10^{-12}$
Углерод	$2 \cdot 10^{-2}$	Золото	$1,3 \cdot 10^{-7}$
Азот	$9 \cdot 10^{-5}$	Ртуть	$7,6 \cdot 10^{-8}$
Неон	$1,5 \cdot 10^{-9}$	Свинец	$1,5 \cdot 10^{-7}$
Хлор	$1 \cdot 10^{-3}$	Торий	$2,6 \cdot 10^{-8}$
Аргон	$4 \cdot 10^{-7}$	Уран	$7,5 \cdot 10^{-9}$
Кобальт	$1,2 \cdot 10^{-5}$		

получения основных сведений, но мы не можем полностью полагаться на эту информацию до тех пор, пока не будет известно несколько больше о происхождении метеоритов и об их истории. В табл. 16 суммированы данные о содержании некоторых сравнительно мало обильных элементов, которые были найдены в метеоритах.

11.4. ФОРМА И АБЛЯЦИЯ

Исследования поверхностей метеоритов аэродинамическими методами позволяют получить информацию о их полете через атмосферу. На передней поверхности летящего со сверхзвуковой скоростью метеоритного тела образуется подушка сжатого воздуха, тепло воздушной подушки расплавляет поверхность метеорита. Расплавленные струйки вещества, по-видимому, срываются потоками воздуха и застывают затем в виде множества капелек. На поверхности метеорита часто видны следы вещества, которое текло и застывало (рис. 116), а капельки, как известно, распыляются в атмосфере. Почти каждое падение метеорита сопровождается появлением следа, похожего на дым, который создается частично продуктами испарения, но главным образом веществом, снятым абляцией с поверхности метеорита. Часть этого вещества представляет собой расплавленные капли, но, вероятно, существуют и другие продукты абляции. Точно не известно, какого именно рода абляция имеет место, т. е.

насколько существенны процессы испарения, плавления, распыления и механического разрушения.

У многих метеоритов одна из сторон имеет прекрасно выраженную форму обтекаемой гладкой конической поверхности с мелкими



Рис. 116. Железный метеорит Carbo с 30-сантиметровой линейкой в качестве масштаба (по Уипплу).

углублениями и потеками расплавленного вещества. Эти метеориты, по-видимому, входят в атмосферу, не вращаясь. Задняя сторона таких метеоритов часто грубая, с резкими краями, с едва заметными следами плавления на некоторых частях поверхности. Другие

метеориты, по-видимому, вращаются в процессе абляции, так как они не обнаруживают такой симметрии.

Согласно произведенным оценкам, процесс абляции уносит большую часть метеоритного материала, прежде чем метеорит затормозится. Выполненный недавно минералогический и термоманнитный

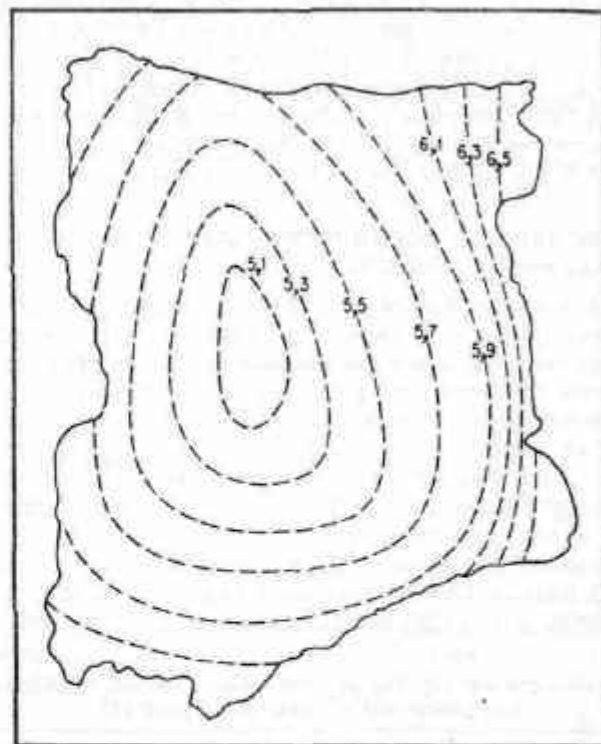


Р и с. 117. Картина художника Медведева, изображающая пылевой след Сихотэ-Алинского метеорита.

анализ поверхностных слоев железных метеоритов позволил оценить долю вещества, которая подвергается абляции в атмосфере. Типичные значения лежат между 1,5 и 2,0 мм/сек, и общая потеря вещества для железных метеоритов колеблется в пределах от нескольких процентов до 60% или около того. У каменных метеоритов потеря вещества происходит быстрее, причем в процентном отношении теряется большая, чем у железных метеоритов, доля массы.

Недавно был использован другой независимый метод определения доли метеоритного вещества, подвергшегося абляции. Во время полета в пространстве метеорит непрерывно бомбардируется высоко-

энергичными частицами космического излучения. В результате образуются осколочные (возникающие при разрушении больших ядер) изотопы; концентрация этих изотопов в метеорите меняется с глубиной. Обычным результатом действия космических лучей



Р и с. 118. Измеренное распределение He^3 в железном метеорите Grant. Числа даны в единицах: $10^{-6} \text{ см}^3 \text{ He}^3$ на 1 г метеорита. Вне земной атмосферы, как можно видеть, метеорит имел приблизительно яйцевидную форму; расчеты показывают, что около половины его массы было потеряно в процессе абляции (по Файерману).

является образование изотопа He^3 ; его обилие оказывается необычно большим во внешних частях метеоритов.

В качестве примера того, как можно вычислить долю абляции по распределению He^3 , рассмотрим железный метеорит Grant, упавший в Нью-Мексико. Этот метеорит исследовался изотопным методом в 1959 г. На рис. 118 показано распределение He^3 в метеорите. Оно определялось путем облучения потоком медленных нейтронов в атомном реакторе нескольких образцов, взятых из разных частей метеорита. При этом He^3 превращается в H^3 — тритий, который

можно извлечь и содержание которого просто определяется при помощи счетчиков, так как он радиоактивен. По изменению содержания He^3 с глубиной в метеорите можно оценить среднюю интенсивность космических лучей, действовавших на образец (калибровка измерений делалась в лаборатории). По контурам равных содержаний He^3 определяется первоначальная форма метеорного тела, а по абсолютным значениям обилия He^3 можно оценить первоначальные размеры тела, перед тем как оно вошло в земную атмосферу. Для метеорита Grant, например, найдено, что форма метеоритного тела была неправильной и что при взаимодействии с атмосферой около половины его массы было потеряно из-за абляции.

11.5. ИНТЕНСИВНОСТЬ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И РАДИАЦИОННЫЙ ВОЗРАСТ

Благодаря эффективным методам изотопного анализа наши знания о физике метеоритов значительно возросли за последние годы.

С помощью изотопных исследований мы можем определить интенсивность космических лучей в различных частях солнечной системы и в различные периоды истории солнечной системы; исследовать столкновения между астероидами и их частоту; узнать возраст метеоритов, а также их форму и массу до того, как они вошли в земную атмосферу; найти разность во времени между образованием элементов и образованием метеоритов.

В результате бомбардировки метеоритов космическими лучами образуются радиоактивные изотопы с различными периодами полураспада (табл. 17). Содержание изотопов с коротким временем

Таблица 17

Обнаруженные в метеоритах неустойчивые изотопы, образовавшиеся под действием космических лучей [17]

Изотоп	Период полураспада	Изотоп	Период полураспада
Be^{10}	$2,5 \cdot 10^6$ лет	V^{48}	16,0 дни
Na^{22}	2,6 года	V^{49}	330 дней
Al^{26}	$7,4 \cdot 10^5$ лет	Cr^{51}	27,8 дня
Si^{32}	700 лет	Mn^{53}	$2 \cdot 10^6$ лет
Cl^{36}	$3,1 \cdot 10^5$ лет	Mn^{54}	208 дней
Ar^{39}	260 лет	Co^{56}	74 дня
K^{40}	$1,2 \cdot 10^9$	Co^{57}	270 дней
Ca^{45}	164 дни	Co^{60}	5,2 года
Sc^{46}	84 дни	Ni^{58}	$8 \cdot 10^4$ лет
Ti^{44}	200 лет		

жизни, например Ar^{37} , сообщает нам сведения об интенсивности космических лучей вблизи Земли; содержание долгоживущих изотопов, таких, как тритий, Ar^{39} и Cl^{36} , дает средние значения интенсивности космических лучей для различных интервалов времени и расстояний. Последнее особенно важно, если орбита метеорита известна, как, например, в случае метеорита Lahu (рис. 119). Измерения, проводившиеся до сих пор, показывают, что интенсивность космических лучей была постоянной в течение последних нескольких миллионов лет с точностью до множителя 2—3.

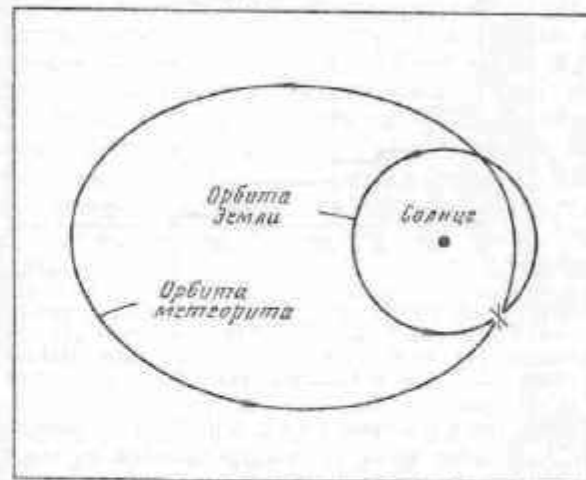


Рис. 119. Орбиты Земли и метеорита Lahu — первого из упавших метеоритов, для которого орбита определена фотографическим методом. Крестиком отмечена точка столкновения.

Недавно были измерены радиационные возрасты для большого числа метеоритов. Радиационный возраст есть время, в течение которого метеорит подвергался действию космических лучей. Для метеоритов, которые образовались при разрушении больших тел, это время определяет момент разрушения. Измеренный таким образом возраст колеблется в пределах от 10^6 до $2 \cdot 10^9$ лет (скорее 10^9 . — Ред.), и, когда будет найдено распределение по возрастам для достаточного числа метеоритов, это, как можно ожидать, даст нам ряд сведений о столкновениях астероидальных тел и их частоте.

В качестве примера того, как вычисляется радиационный возраст, рассмотрим радиоактивный изотоп аргона — Ar^{39} (период полураспада 260 лет), который образуется как продукт ядерного расщепления в железных метеоритах во время их движения в межпланетном пространстве. После того как метеорит упал на Землю, скорость распада Ar^{39} должна быть равна скорости его образования

под действием космических лучей в межпланетном пространстве до падения*. Так как устойчивый изотоп Ar^{38} образуется под действием космических лучей примерно в таком же количестве, как и изотоп Ar^{39} (это показывают лабораторные эксперименты), и так как, по-видимому, весь находящийся в метеорите аргон образуется

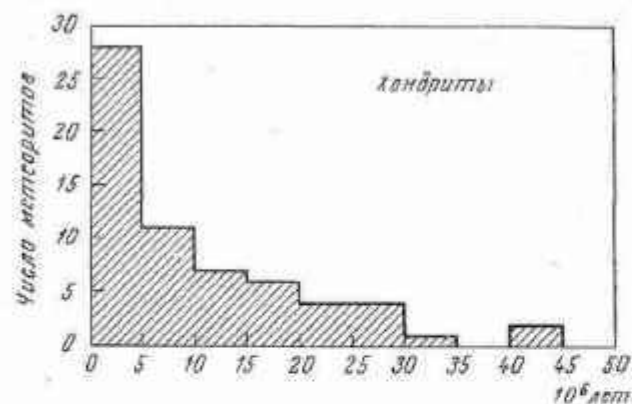


Рис. 120. Распределение измеренного радиационного возраста для метеоритов типа хондритов (1962 г.). Преобладание меньших радиационных возрастов иллюстрирует эффективность процесса разрушения метеоритов в пространстве.

в результате действия космических лучей**, то измерение количества аргона Ar^{38} дает метод для определения отрезка времени, в течение которого происходила бомбардировка метеорита. Радиационный возраст есть просто

$$T_{\text{рад}} = \frac{\text{Число атомов } \text{Ar}^{38}, \text{ г}^{-1}}{\text{Число распадающихся атомов } \text{Ar}^{39}, \text{ г}^{-1}, \text{сек}^{-1}}. \quad (1)$$

Подобные оценки, выполненные для других изотопов, образовавшихся под действием космических лучей, приводят к аналогичным значениям радиационного возраста. Результаты определений для большого числа метеоритов показаны на рис. 120.

11.6. ВОЗРАСТ МЕТЕОРИТОВ

Радиоактивный возраст измеряет время, прошедшее с момента отвердевания метеоритного вещества; он также может быть определен по относительному содержанию изотопов. Возраст, измеренный

* Предполагается, что за время облучения в межпланетном пространстве достигается стационарность процесса образования и распада Ar^{39} .— Прим. ред.

** Это верно только для железных метеоритов. В каменных метеоритах разделение космогенных и изначальных изотопов происходит сложнее.— Прим. ред.

таким способом, особенно интересен, так как можно думать, что он характеризует также и возраст солнечной системы или по крайней мере возраст твердых тел солнечной системы.

Для определения возраста метеоритов чаще всего используется свинец. Предполагается, что во время образования метеоритов изотопный состав свинца был одинаков для всех метеоритов. Таким образом, различие в относительном содержании изотопов свинца в метеоритах обусловлено наличием радиогенного свинца, образовавшегося при распаде урана и тория, смешанных со свинцом во время образования метеоритов. Путем перекрестных сравнений можно вывести первоначальный изотопный состав метеоритов, и тогда современный изотопный состав объясняется, если для каждого отдельного образца задать соответствующий радиогенный возраст. В настоящее время существует большое число определений радиогенных возрастов каменных метеоритов, и все они пока согласуются очень хорошо и дают возраст около $4,6 \cdot 10^9$ лет, который, таким образом, принимается за вероятный возраст солнечной системы. Железные метеориты труднее датировать, так как они содержат гораздо меньше подходящих элементов, приемлемых для такого анализа. Возраст некоторых железных метеоритов, определенный по относительному обилию калия и аргона, составляет приблизительно 10^{10} лет*.

Очень интересно было бы исследовать другой тип возраста — разность во времени между образованием элементов и затвердеванием метеоритов. В принципе обилие газа Xe^{129} позволяет оценить величину этого интервала времени. Предварительные исследования, основанные на непосредственной интерпретации данных наблюдений, дают оценку в $3 \cdot 10^8$ лет. Однако совсем недавно было выяснено, что происхождение ксенона в метеоритах объясняется совсем не так просто и непосредственно использовать полученные данные нельзя. Когда будут достаточно точно выяснены вопросы, связанные с Xe^{129} , будут получены ценные результаты в области изучения истории солнечной системы.

11.7. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МЕТЕОРИТОВ ПО МАССАМ

Хорошо известно, что число падений метеоритов тем больше, чем меньше размеры метеоритных тел, однако точное математическое соотношение неизвестно — найдено только грубое приближение. Очевидно, шкала размеров метеоритов должна быть ограничена

* Еще один вид возраста — так называемый возраст по газодержанию, характеризующий период, протекавший со времени, когда родительское тело остыло до такой степени, что начало удерживать радиогенные газы (или с момента соударения, вызвавшего дегазацию). Он измеряется по содержанию радиогенных He^4 и Ar^{40} и меняется в широких пределах от 10^7 до $4,5 \cdot 10^9$ лет.— Прим. ред.

сверху (так же как и снизу). Возможно, верхняя граница определяется размерами астероидов, которые в свою очередь ограничены воздействием процессов эрозии и столкновений. Полный поток падающего на Землю метеоритного вещества оценивается для метеоритных тел в $2 \cdot 10^8$ г в год.

Самые большие из известных метеоритов перечислены в табл. 18. Hoba West — наибольший из всех (весом в 60 т) находится в Юго-Западной Африке, на том месте, где он обнаружен. Адмирал Пири

Таблица 18

Самые большие известные метеориты

Метеорит	Вес, т	Место обнаружения	Место нахождения в настоящее время
Hoba West	60	Юго-Западная Африка	В месте падения
Ahnighito	50	Гренландия	Нью-Йорк
Bacubirits	24	Мексика	В месте падения
Morito	20	Мексика	Мексико-Сити
Willamette	14	Орегон, США	Нью-Йорк
Chupaderos	14 и 6	Мексика	Мексико-Сити
Chinguetti (?)	10 ⁶ (?)	Западная Африка	Неизвестно

открыл второй по величине метеорит Ahnighito в Кейп-Йорке в Гренландии, теперь он хранится в Музее естественной истории. Почти неправдоподобно огромный метеорит Chinguetti лежит, по сообщениям исследователей, в пустыне Адрар в Африке; его никогда не видели ученые, хотя доставленный в Европу образец показывает, что это несомненно железный метеорит. Оценка его размеров, вероятно, сильно преувеличена.

11.8. МЕТЕОРИТНЫЕ КРАТЕРЫ

Если очень большой метеорит входит в земную атмосферу, то замедление его скорости, происходящее из-за взаимодействия с атмосферой, практически ничтожно мало. Поэтому при столкновении метеорита с земной поверхностью выделяется столь огромная энергия, что ее оказывается достаточно для того, чтобы полностью распылить и превратить в пар как большую часть метеорита (если не весь), так и земные породы в точке столкновения. В этом случае образование кратера похоже на взрыв, так как при столкновении метеорит и земная порода частично превращаются в пар. Куски и расплавленные капельки метеорита и земных

пород рассеиваются по обширной территории вокруг кратера; при этом геологические структуры обычно несколько деформируются.

Наиболее известны три метеоритных кратера: кратер Барринджер вблизи Чинслоу в Аризоне, США и два кратера в СССР: Тунгусский, образовавшийся в 1908 г., возможно, в результате столкновения небольшой кометы с атмосферой Земли (в месте падения, собственно, нет кратеров, только поваленный лес), и Сихотэ-Алиньская система из 106 кратеров, образовавшаяся в 1947 г. (рис. 121).

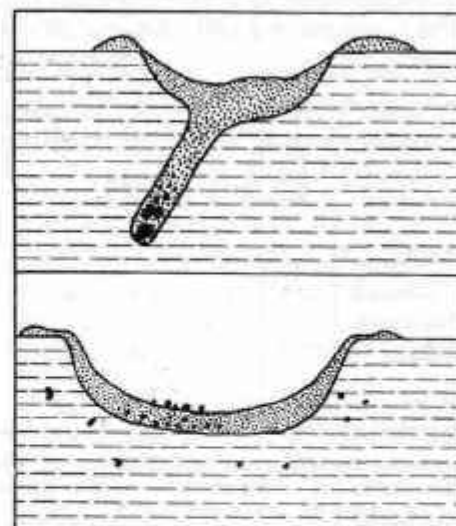


Рис. 121. Профили двух метеоритных кратеров Сихотэ-Алиньской группы. В верхнем кратере (диаметр 6 м) метеорит (черные вкрапления) остался почти целым. В нижнем кратере (диаметр 10 м) метеорит, по-видимому, рассыпался под действием взрыва при ударе (по Кринову).

В табл. 19 перечислены 14 кратеров и кратерных систем, для которых доказано их метеоритное происхождение. Есть подозрения, что многие другие кратеры образованы метеоритами, и, вероятно, это будет доказано в будущем*.

Геологи находят теперь также «ископаемые кратеры». Многочисленные открытия некоторых минералов, например коэзита, свидетельствуют о том, что некогда существовал метеоритный кратер, который теперь полностью разрушен эрозией. Часто единственным

* В последние годы ряд метеоритных кратеров был открыт в Канаде (см. обзор C. S. Beals, J. Halliday, J. Roy, Astron. Soc. Canada, 59, 199, 1965 — Прим. ред.).

ключом, указывающим на существование в прошлом такого кратера, является обнаружение распыленного когда-то вещества земной породы. Конусы сотрясения — конические структуры, образованные в результате удара, также служат полезным индикатором бывшего ранее удара.

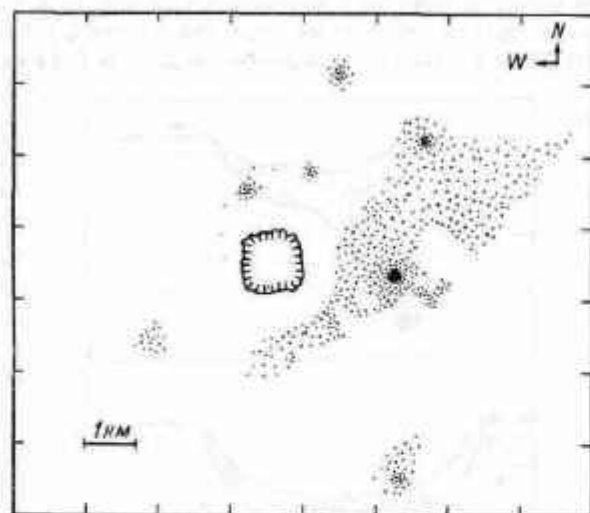


Рис. 122. Карта метеоритного Аризонского кратера и его окрестностей. Показано восстановленное после обследования почвы расположение метеоритных осколков [19].

Существует два необычайно больших кратера, отождествление которых все еще несколько сомнительно: образование Вредефорт — круговое скальное образование, которое не имеет другого приемлемого объяснения, и, возможно, «кратер» на Земле Уилкса, депрессия на антарктическом материке, которая была обнаружена с помощью измерений магнитной аномалии под слоем льда толщиной в несколько сот метров.

В табл. 19 сразу же обращают на себя внимание две основные черты: почти все кратерообразующие метеориты — железные и метеоритного вещества, найденного внутри кратера или вблизи него, как правило, бывает очень мало. Первый факт говорит нам о том, что самые большие метеоритные тела в межпланетном пространстве должны быть железными, несмотря на то что каменные метеориты меньших размеров численно далеко превосходят железные метеориты. Это может быть следствием большей сопротивляемости железных тел в межпланетном пространстве процессу эрозии и столкновениям. Второй факт иллюстрирует, насколько полно

должно расплываться и испаряться метеоритное вещество при столкновении-взрыве, чтобы оставалось так мало следов от упавшего тела.

Рассмотрим более детально проблему дробления метеоритной массы на примере Аризонского кратера. Много лет тому назад было высказано предположение, что метеорит, образовавший Аризонский кратер, находится где-нибудь под ним. Оценка массы, которая требуется, чтобы создать такой кратер, приводит к величине 10^{10} – 10^{12} г. Вокруг кратера найдено только 10^8 г метеоритного вещества, следовательно, большая часть первоначальной метеоритной массы должна быть под землей. Вблизи центра кратера в разрушенных

Таблица 19

Известные метеоритные кратеры

Название	Место нахождения	Число	Диаметр, м	Тип метеорита	Общая обнаруженная масса	Дата падения
Вулф-Крик	Австралия	1	1300	Железо-каменный	1 т	
Барринджер	Аризона, США	1	1200	Железный	12 000 т	~50 000 до н. э.
Хенберн	Австралия	15	200	Железный	200 кг	
Боксхолл	Австралия	1	175	Железный	100 кг	
Одесса	Техас, США	2	170	Железный	?	~10 000 до н. э.
Вабар	Аравия	2	100	Железный	Несколько кг	
Саарема, о.	Эстонская ССР	6	100	Железный	110 г	
Кампо-дель-Сьело	Аргентина	Много	75	Железный	3 т	
Далгаранта	Австралия	1	25	Железный	1 т	
Тунгусский (нет кратера.—Ред.)	Сибирь, СССР	?	?	Комета?	Несколько г	1908
Сихотэ-Алиньский	Дальний Восток, СССР	106	28	Железный	5 т	1947
Бренхэм	Канзас, США	1	17	Железо-каменный	1 т	

* Если существует несколько кратеров, то дается диаметр наибольшего.

породах были просверлены скважины на глубину в несколько сот метров, однако сколько-нибудь крупного метеорита найдено не было.

Высказывалось предположение, что метеорит мог лететь под малым углом к поверхности Земли и поэтому главное тело лежит под южным валом кратера. Были пробурены скважины, и здесь, на глубине 420 м под валом кратера, сверло прочно застряло в слое, богатом железо-никелевым метеоритным веществом. Вероятно, в этом месте лежит метеоритная масса значительного размера, однако точный ее объем все еще неизвестен. Сравнительно недавно исследование почвы вокруг кратера показало, что крошечные кусочки метеоритного вещества проникли в почву на глубину в метр и более на расстояниях вплоть до 8 км от кратера (рис. 122). Общая масса микроскопических осколков составляет около 10^{10} г; такая масса достаточна для объяснения образования всего кратера. Возможно, что большая или по крайней мере значительная часть метеорита расплылась, расплавилась или испарилась при взрыве, происшедшем при ударе, и теперь погребена в окрестностях кратера.

11.9. ТЕКТИТЫ

К наиболее загадочным объектам, известным человеку, принадлежат маленькие кусочки естественного стекла, называемые тектитам. Хотя они подвергались анализу и исследовались в течение почти ста лет, однако все еще неизвестно, являются ли они по своему происхождению внеземными. Мы обсуждаем этот вопрос здесь потому, что такая возможность серьезно рассматривалась в течение многих лет. Все их свойства вместе взятые, настолько загадочны, что если собрать все заключения, которые делались учеными, то мы приходим к выводу, что тектиты не могут образоваться ни в небесах, ни на Земле и, таким образом, не могут существовать. Между тем тысячи тектитов существуют по всему миру, что является молчаливым доказательством того, что мы пришли в конфликт с реальным положением вещей. Разрешение этого противоречия является одной из наиболее интересных проблем метеоритных исследований.

Внешний вид

Тектиты — это маленькие, гладкие, с закругленными краями объекты из стекловидного вещества, похожие на оплавленные капельки разнообразных форм; они бывают сферические и в виде слезинок и гантелей (рис. 123). Их размеры заключены в пределах от нескольких миллиметров до 10—20 см. Средний вес одного тектита, определенных по 2000 тектитов, найденных в Австралии, составляет 0,93 г. В некоторых других областях, например в Индо-

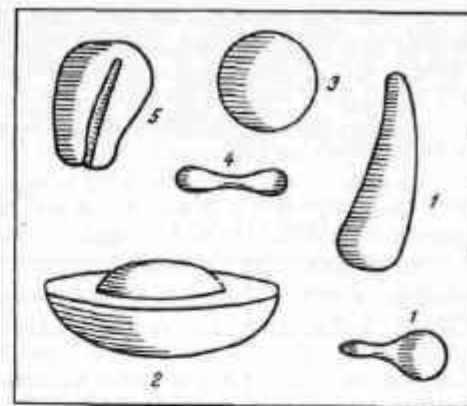


Рис. 123. Типичные формы тектитов: 1 — слезки, 2 — пуговицы, 3 — шарик, 4 — гантель, 5 — с желобком.

китае, размер тектитов в среднем больше. Хотя большинство тектитов имеет сфероидальную форму, иногда встречаются две необычные и интересные формы: пуговицы и тонкие круглые пластинки, несколько более тонкие в центре.

Распространение

Одной из наиболее замечательных особенностей тектитов является расположение областей их находок. В отличие от метеоритов, которые равномерно разбросаны по всей поверхности Земли, тектиты находят только в нескольких определенных местах. Часто они густо сконцентрированы в одних областях и совершенно отсутствуют в соседних. Например, южные две трети Австралии во многих местах довольно густо усыпаны тектитами, тогда как в северной трети они неизвестны. В районе обнаружения тектитов в Австралии на площади около $5 \cdot 10^6$ км² всего собрано около 50 000 тектитов и, несомненно, гораздо большая часть пока не обнаружена. Тектитам присваивается имя по месту, где они были найдены (табл. 20).

Это весьма необычное распределение по земному шару привело ученых к заключению, что тектиты не могли иметь земное происхождение, а должны были появиться из космического источника, возможно, в виде потоков. Одним из возможных источников является Луна, и подробные расчеты показывают, что вещество, выброшенное в результате падения метеорита на Луну, может достичь Земли в форме потока расплавленного вещества, которое распределяется по поверхности Земли, подобно, например, австралитам. Более удаленный источник, чем Луна, однако, маловероятен, так как тектиты не могли бы в таком космически малом скоплении оставаться достаточно близко друг к другу в течение сколько-нибудь продолжи-

тельного времени. С упавшим метеоритом был отождествлен только один объект, подобный тектиту, и то вызывают некоторые сомнения в достоверности этого факта. Сообщалось, что в 1855 г. в Игасте в Эстонии упало стекловидное тело с химическим составом таким же, как у тектита. К сожалению, поддельные образцы метеорита Игаст

Таблица 20

Типы тектитов

Название	Место распространения
Австралиты	Австралия и Тасмания
Бедназиты	Техас, США
Биллитониты	Биллитон (Индонезия), Борнео, Ява, Бунгуран (о-ва Натуна)
Тектиты Джорджии	Джорджия, США
Индонезиты	Индокитай, Таиланд
Тектиты Берега Слоновой Кости	Берег Слоновой Кости (Африка)
Молдавниты	Богемия и Моравия (Чехословакия)
Филиппиниты	Филиппинские о-ва

были проданы во многие музеи торговцем того времени, который в действительности, как выяснилось позднее, продавал шарики, изготовленные из расплавленного кирпича. Истинный метеорит Игаст может находиться в каком-либо европейском музее и, возможно, это упавший тектит*.

Недавние исследования большого кратера вблизи Адара в Западной Сахаре дали основание полагать, что этот кратер, возможно, тектитного происхождения. Образовавшееся в этом месте при плавлении от удара о земные породы вещество имеет вид стекла и называется силикагласом. Полное отсутствие метеоритного вещества в нем привело к предположению, что кратер образовался при ударе тектитного тела и что силикаглас есть смесь тектитного и земного вещества, образовавшаяся в результате удара; предположение заманчивое, но пока еще не имеющее других подтверждений.

* В 1966 г. тщательным минералогическим и химическим анализом было доказано чисто земное происхождение объекта Игаст. Минеральный состав его совершенно не похож на тектитный и близок к составу ряда горных пород. — Прим. ред.

Физические свойства

Многие физические свойства тектитов исследовались в лаборатории и сравнивались со свойствами обычных стекол, таких, как обсидиан, кварц и промышленное стекло.

1. *Вязкость.* По вязкости тектиты занимают промежуточное место между обычным стеклом и обсидианом.

2. *Намагниченность.* Общая намагниченность отсутствует, так что тектиты должны были бы быть нагреты больше чем до 1400°C . Намагниченность много меньше, чем у обсидиана.

3. *Струйчатая структура.* Изменение коэффициента преломления указывает на существование струйчатой структуры. Она может развиваться только в небольших массах стекла при быстром охлаждении. Струйчатая структура исчезает, если тектит продержать 30 мин при температуре более высокой, чем температура плавления.

4. *Доказательства существования периода расплавленного состояния.* На поверхности всех тектитов заметны следы существования в прошлом периода плавления, а на некоторых тектитах, в частности на имеющих форму пуговицы австралитах, видны следы двух периодов плавления, в промежутках между которыми вещество отвердевало.

5. *Включения кварца.* Маленькие частицы плавленого кварца, называемого лешательеритом, находят во многих тектитах. Их присутствие указывает на то, что был очень продолжительный период расплавленного состояния, когда температура вещества, еще не ставшего стеклом, из которого затем образовались тектиты, превосходила 1710°C .

6. *Пузырьки вакуума.* Иногда в тектитах находят пузырьки высокого вакуума. Этот факт считается доказательством взрывного происхождения тектитов, но, возможно, это просто результат сжатия стекла при охлаждении.

7. *Эрозия поверхности.* Некоторые исследователи метеоритов считают, что поверхности большинства тектитов подверглись разрушению в месте падения, но не существует никаких следов, указывающих на эрозию, вызванную абляцией при вхождении в земную атмосферу.

8. *Метеоритные включения.* В нескольких тектитах были найдены маленькие железо-никелевые частицы.

Химические свойства

В целом химический состав тектитов сильно отличается от метеоритного, но довольно похож на состав земных осадочных пород. По общему мнению, такой химический состав можно воспроизвести, если при температуре не ниже 1700°C расплавить смесь,

состоящую из 75% глинистого сланца и 25% кварца. Сравнение содержания элементов группы Fe в тектитах с их содержанием в осадочных породах и в метеоритах показывает хорошее согласие только с первыми.

Содержание никеля, дейтерия, различных изотопов свинца, стронция, калия и изотопов урана гораздо ближе к земным породам, чем к метеоритам. Главной аномалией химического состава является содержание воды, которое гораздо ниже, чем в земных стеклах.

Возраст

Возраст тектитов, измеряемый от того момента, когда они последний раз были в расплавленном состоянии, можно оценить или методом измерения относительного содержания калия и аргона, как это делается для метеоритов, или путем определения возраста формации, в которой они были найдены, стандартными геологическими методами. Возраст, определенный таким образом, заключен в пределах от $7 \cdot 10^3$ до $34 \cdot 10^6$ лет (табл. 21). Радиационный возраст, определенный так же, как и для метеоритов, оказывается всегда очень малым, обычно он меньше предельно определяемого данным методом.

Таблица 21

Возраст тектитов (в 10^6 лет)

Тип	Возраст по K-Ar	Геологический возраст	Радиационный возраст (№21)
Австралиты	0,7 0,7	Современные	$< 0,03$ $< 0,5$
Бедлазиты	34	Эоцен (~40)	
Эмпириты	34		
Индониниты	0,7	Средний плейстоцен (~0,5)	$< 0,3$ $< 0,5$
Молдавиты	15	Миоцен (~20)	
Филиппиниты	0,7	Средний плейстоцен (~0,5)	$< 0,04$

Заключение

Обнаруживаются значительные разногласия в выводах, которые можно сделать из того, что мы знаем о свойствах тектитов. Было предложено много механизмов образования, некоторые из них сложны, другие фантастичны, но ни один из них нельзя считать обще-

признанным. Можно надеяться, что в ближайшие несколько лет, при существующем повышенном интересе к проблемам космического пространства, быстро разрешится путаница, внесенная тектитами, этими редкими стеклами, предки которых неизвестны*.

ЛИТЕРАТУРА

Хорошее методическое пособие, охватывающее многие проблемы метеоритики:

1. Кринов Е. Л., Основы метеоритики, Гостехиздат, 1955.

Другие интересные, но более популярные книги о метеоритах:

2. Nünning H. H., Out of the Sky, Dover Publication, New York, 1959.

3. Watson F. G., Between the Planets, Harvard University Press, Cambridge, Mass., 1956, ch. 9 and 10. (Русский перевод 1-го издания: Ф. Ватсон, Между планетами, Физматгиз, 1947.)

Хороший источник библиографических ссылок, охватывающий период до 1950 г., приведен в работе

4. Brown H. S., A Bibliography of Meteorites, The University of Chicago Press, 1953.

Прекрасное изложение проблем, касающихся метеоритов, с хорошим обзором минералогических находок Дж. А. Вуда содержится в книге

5. The Moon, Meteorites and Comets, eds. B. M. Middlehurst, G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, 1963.

К разд. II.1 и II.2

Полный перечень упавших метеоритов содержится в книге

6. Leonard F. C., A Classification Catalog of the Meteoritic Falls of the World, University of California Press, Berkeley, 1956.

Стандартная классификация метеоритов содержится в работе

7. Prior G. T., Mineral. Mag., 19, 51 (1920).

Довольно полный список наиболее известных метеоритов дан в работе

8. Prior G. T., Hey M. H., Catalog of Meteorites, British Museum of Natural History, London, 1953.

К разд. II.3

Два сборника о химическом анализе метеоритов:

9. Biddle J. D., Popular Astron., 54, 149 (1946).

10. Urey H. C., Craig H., Geochim. Cosmochim. Acta, 4, 36 (1953).

Большинство современных исследований малообильных и редких элементов в метеоритах опубликовано в Geochimica et Cosmochimica Acta.

* В последнее время получен ряд аргументов в пользу земного происхождения тектитов. Так, и молдавиты, и африканские тектиты имеют тот же радиогенный возраст, что и находящиеся сравнительно недалеко от них метеоритные кратеры Ries и Bosumtwi, что делает весьма правдоподобной гипотезу об образовании тектитов при попадании метеорита в определенные скальные породы (см., например, H. F. a. l. Science, 152, № 3727, 1341, 1966). — Прим. ред.

К разд. 11.4

Три статьи о форме метеоритов и ее связи с аэродинамикой:

11. Nünning H. H., Amer. J. Sci., 32, 1 (1936).
12. Rinehart J. S., Meteorites and Ballistics, Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, Mass., 1958.
13. Henderson E. P., Williams D. T., Evidence of the Nature of Airflow around Stony Meteorites and Ballistics, Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, Mass., 1958.

Описание принципов исследования с помощью изотопов форм и размеров метеоритов до их вхождения в земную атмосферу дано в работе

14. Fireman E. L., Zähringer J., Phys. Rev., 107, 1695 (1957).

К разд. 11.5

В журналах появляется много статей, посвященных определению времени действия космических лучей. См., например, работы

15. Honda M., Shadlovsky J. C., Arnold J. R., Geochim. Cosmochim. Acta, 22, 133 (1961).
16. Fireman E. L., de Felice J., J. Geophys. Res., 65, 3835 (1960).
17. Honda M., Arnold J. R., Geochim. Cosmochim. Acta, 23, 219 (1961).

См. также [3].

К разд. 11.6

В [3] содержится отличная дискуссия по вопросу о возрасте метеоритов; указываются литературные источники.

К разд. 11.7

См. [4].

К разд. 11.8

Хорошее изложение вопроса о метеоритных кратерах содержится в работе

18. Watson F., Popular Astron., 44, 1 (1936).

Описание исследования почвы вокруг Аризонского кратера дано в работе

19. Rinehart J. S., Smithsonian Contrib. Astrophys., 2, 145 (1958).

Описание огромных, возможно, метеоритных кратеров в Антарктиде дано в работе

20. Schmidt R. A., Science, 138, 443 (1962).

См. также [1], где дано прекрасное описание метеоритных кратеров СССР и ссылки на советскую литературу по этому вопросу.

К разд. 11.9

Хорошая сводка исследований о тектитах с многочисленными ссылками дана в книге

21. Tektites, ed. J. A. O'Keefe, The University of Chicago Press, 1963.
(Русский перевод: Тектиты, под ред. Дж. О'Кифа, М., изд-во «Мир», 1966.)

ГЛАВА 12

Астероиды

1 января 1801 г., производя наблюдения положений звезд по обычной программе, астроном Пиацци обнаружил необычный объект. В последующие ночи Пиацци выяснил, что этот звездоподобный объект медленно движется среди звезд, как планета. Он сообщил, что это новая планета, и дал ей имя Церера Фердинанда; позднее она стала называться просто Церера. Новая планета была слабой и двигалась быстро, так что по прошествии нескольких недель Пиацци потерял ее из виду.

В это время математик Гаусс, используя уравнения механики Ньютона, разработал метод определения орбиты по данным наблюдений в трех точках. Применив свой метод к положениям Цереры, измеренным Пиацци, Гаусс нашел, что ее орбита лежит между орбитами Марса и Юпитера, и предсказал ее координаты достаточно точно, чтобы ее можно было вновь открыть. Слава новой планеты была, однако, недолгой, так как в следующем 1802 г. Ольберс, который искал Цереру, нашел другую слабую планету с похожей орбитой. Планета получила имя Паллады, и вскоре вслед за этим последовали открытия Юноны (1804 г.) и Весты (1807 г.).

Все эти новые планеты были слабыми, обычно слишком слабыми, чтобы их можно было видеть без телескопа; все они имели почти идентичные орбиты, лежащие между орбитами Марса и Юпитера. До 1891 г. визуально было найдено всего 322 малые планеты, называемые астероидами. Большинству астероидов имя давал тот, кто их открывал, и когда все возможности мифологии были исчерпаны, в ход пошли имена жен, друзей, городов, колледжей и т. д. Официально, астероиду дается как имя, так и номер. До 1949 г. номера были присвоены 1565 астероидам и для всех них вычислены орбиты. Еще большее число астероидов было открыто, а затем потеряно.

Число астероидов очень быстро возрастает с уменьшением их звездной величины, так что при помощи больших телескопов можно открыть огромное количество таких малых планет. Оценено, что при фотографировании всего неба 5-метровым паломарским телескопом можно зарегистрировать почти 100 000 астероидов. На одной пластинке, полученной на 120-сантиметровом телескопе Шмидта

на Паломарской обсерватории, было найдено 90 астероидов. Число этих объектов в солнечной системе поистине огромно.

12.1. ОРБИТЫ АСТЕРОИДОВ

Все вычисленные до сих пор орбиты астероидов имеют прямое направление движения и малое наклонение. У большинства астероидов период обращения заключен в пределах от 4 до 7 лет, только у немногих он достигает 12 и у нескольких — меньше 3 лет. Эксцентриситеты орбит, как правило, малы, только у нескольких астероидов они больше 0,4, а у остальных лежат в пределах 0,0—0,2. С точки зрения орбит, большинство астероидов очень похожи на большие планеты (табл. 22).

Таблица 22

Параметры орбит нескольких самых крупных астероидов

№	Название	Период, лет	Большая полуось	Эксцентриситет	Наклонение	Примечания
1	Церера	4,60	2,77	0,08	10,6	Самые большие и яркие; их орбиты типичны
2	Паллада	4,61	2,77	0,23	34,7	
3	Юнона	4,36	2,67	0,25	13,0	
4	Веста	3,63	2,36	0,09	7,1	
433	Эрос	1,76	1,46	0,22	10,8	Приближается к Земле на расстояние $23 \cdot 10^6$ км
588	Ахилл	11,98	5,24	0,15	10,3	Троянец, на 60° перед Юпитером
617	Патрокл	11,82	5,19	0,14	22,1	Троянец, на 60° позади Юпитера
944	Гидальго	14,0	5,80	0,65	42,5	Наибольшее среднее удаление от Солнца
—	Гермес	1,47	1,29	0,47	4,7	Приближается к Земле на расстояние $8 \cdot 10^5$ км
—	Икар	1,10	1,08	0,83	23,0	Малое расстояние в перигелии и наибольший эксцентриситет

Одним из наиболее интересных открытий, касающихся астероидов, является обнаружение зависимости их орбитальных параметров от планеты Юпитер. Наиболее удивительным примером влияния Юпитера на пояс астероидов служит образование пробелов

(называемых пробелами Кирквуда) в распределении периодов обращений астероидов; пробелы соответствуют периодам обращения, находящимся в простом отношении с периодом Юпитера.

Рис. 124 иллюстрирует распределение периодов обращения астероидов, орбиты которых известны; видны явные пробелы для периодов 5,95, 4,76 и 3,97 года, что точно соответствует $1/2$, $2/5$ и $1/3$ периода Юпитера. Пробелы можно обнаружить и для других дробных частей периода обращения Юпитера, например для $1/4$, $1/5$,

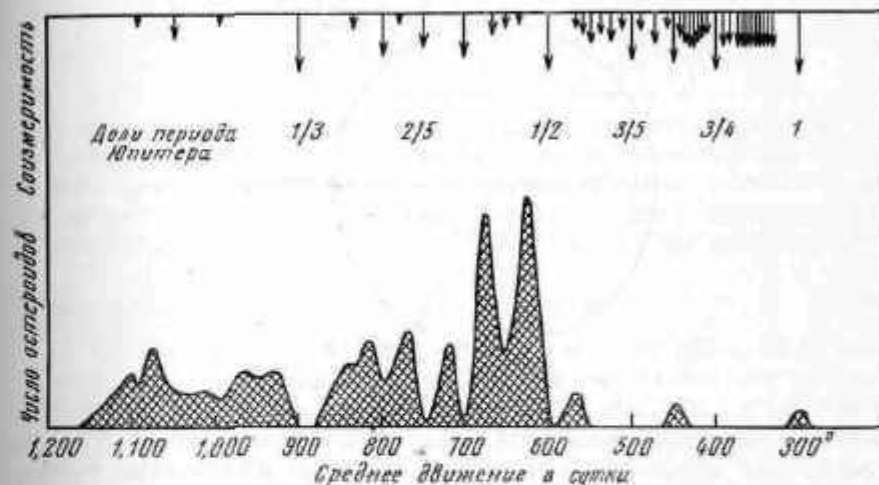
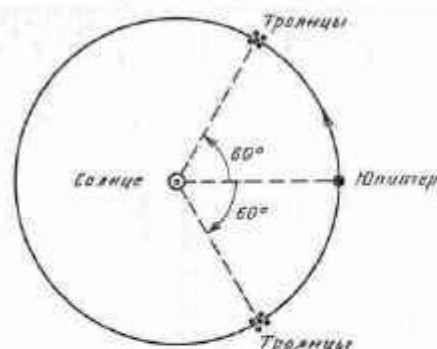


Рис. 124. Распределение астероидов по их средним суточным движениям (снизу) по сравнению с вычисленными возмущениями, вызываемыми Юпитером (сверху) (по Брауэру).

$2/3$ и $3/7$. Это, очевидно, результат резонанса периодов — одной из наиболее интересных и уже решенных проблем небесной механики. Найдено, что возмущения, испытываемые малым телом, орбитальные параметры которого составляют простые дробные значения от параметров близкого большого тела, вполне достаточны для того, чтобы вызвать неустойчивость и изменить орбиту. Детали решения этой проблемы сложны и не будут обсуждаться здесь.

Другим примером влияния Юпитера на астероиды служит тот факт, что несколько астероидов находятся на орбите Юпитера (рис. 125). Эти объекты, называемые Троянцами, лежат в равноудаленных лагранжевых точках системы Юпитер — Солнце (см. разд. 2.3). Эти лагранжевы точки Юпитера, как известно, устойчивы, так что неудивительно, что некоторое малое тело, проходившее некогда такую точку, было или захвачено в этой точке, или совершает колебательное движение вокруг нее. Всего в настоящее время известно 15 Троянцев.

Диаметры орбит некоторых астероидов достаточно малы или эксцентриситеты достаточно велики; поэтому они проходят совсем близко от Земли. Такие случаи представляют значительный интерес с точки зрения определения шкалы расстояний в солнечной системе (см. гл. 14). Например, Эрос приближается к Земле на расстояние меньше 23 000 000 км, а Гермес — на 800 000 км (табл. 22). Вполне возможно, что астероиды проходили еще ближе, а некоторые самые большие метеоритные кратеры (разд. 11.8), может быть,



Р и с. 125. Орбиты Троянцев.

служат доказательством столкновения астероидов с Землей. Другой необычный астероид Икар имеет расстояние в перигелии только $2,8 \cdot 10^7$ км; на таком расстоянии от Солнца его температура должна возрастать примерно до 800°K .

12.2. ДИАМЕТРЫ

Астероиды так малы, что только очень немногие из них разрешимы в большой телескоп как незвездные объекты. С помощью микрометрических и интерферометрических измерений определены диаметры четырех астероидов (табл. 23). Диаметры всех остальных астероидов, по-видимому, меньше 200 км, примерно у 200 астероидов диаметр больше 50 км, а громадное большинство имеет поперечник всего в несколько километров. Единственный метод оценки размеров небольших астероидов состоит в измерении их звездных величин и сопоставлении их с четырьмя астероидами, для которых звездные величины и диаметры измерены; при этом предполагается, что альbedo всех астероидов в среднем приблизительно одинаково.

По оценке, сделанной на основе таких предположений, поперечники самых слабых астероидов, которые можно было сфотографировать на 120-сантиметровой камере Шмидта Паломарской обсерватории, равны всего 1—2 км.

Таблица 23

Диаметры и альbedo четырех астероидов

Номер	Название	Диаметр, км	Альbedo
1	Церера	770	0,06
2	Паллада	490	0,07
3	Юнона	190	0,12
4	Веста	390	0,26

Если сложить объемы всех астероидов, существующих, согласно оценке, в солнечной системе, то найдем, что полный объем составляет приблизительно $2 \cdot 10^{24}$ см³. Таким образом, если положить плотность равной ~ 3 г/см³, вычисленная полная масса астероидного вещества составит лишь 0,001 массы Земли, или $\sim 10^{25}$ г.

12.3. АЛЬБЕДО И ПОВЕРХНОСТИ АСТЕРОИДОВ

Альbedo тех четырех астероидов, размеры которых были измерены, также приведены в табл. 23. Видно, что альbedo двух из этих астероидов близки к альbedo Меркурия и Луны (гл. 16 и 19). Юнона и Веста, однако, имеют большие альbedo и, возможно, покрыты некоторым слегка окрашенным веществом, может быть, какими-то видами льда или пыли. Те астероиды, альbedo которых были измерены до сих пор, обнаруживают очень резкие изменения яркости с фазой; это показывает, что поверхности их должны быть чрезвычайно неровными (разд. 16.2). Фазовый коэффициент для астероидов составляет 0,03 звездной величины на градус, что прекрасно согласуется с данными для Меркурия и Луны и вдвое больше значений, полученных для Венеры и Марса. Следовательно, ни на одном из астероидов не должно быть атмосферы; это заключение, конечно, не является неожиданным в свете очевидной невозможности удержать газовую атмосферу при столь малых массах (гл. 18).

Цвет астероидов измерялся фотоэлектрически, и обнаружилось, что он очень похож на цвет каменных метеоритов и большинства земных пород, т. е. несколько желтее, чем у Солнца. Поляризационные измерения астероида Веста показали, что он, без сомнения, покрыт слоем пылевого вещества.

12.4. ФОРМА И ВРАЩЕНИЕ

Можно показать, что для таких малых тел, какими являются астероиды, сил гравитации не всегда достаточно для образования тела сферической формы. Для тела, состоящего из обычных веществ,

текучесть возникает в том случае, когда нагрузка приблизительно достигает величины

$$S = 10^9 \text{ г/см} \cdot \text{сек}^2. \quad (1)$$

Примем за характеристическую длину l длину столба единичного сечения с плотностью ρ , вес которого равен критической нагрузке. Тогда

$$S = l\rho g, \quad (2)$$

где g — ускорение силы тяжести на поверхности тела. Для астероида ускорение силы тяжести, выраженное в единицах ускорения силы тяжести на Земле g_e , равно

$$\frac{g}{g_e} = \frac{R}{R_e} \left(\frac{\rho}{\rho_e} \right). \quad (3)$$

Для астероидов примем $\langle \rho \rangle = \rho$; тогда выражение для критического радиуса $R_{кр}$, который равен l , имеет вид

$$R_{кр} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{SR_e \rho_e}{g_e} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Если плотность астероида составляет 4 г/см^3 , то критический радиус будет приблизительно равен 150 км . Таким образом, не удивительно, что многие астероиды имеют очень неправильную форму. У одного из астероидов, а именно у Эроса, эта неправильная форма наблюдалась непосредственно в телескоп. В 1931 г., когда Эрос находился в одном из своих наибольших приближений к Земле (он подошел ближе чем на $23\,000\,000 \text{ км}$), он имел форму вытянутой фигуры, похожей по внешнему виду на неразрешенную двойную звезду, компоненты которой отстоят на $0''.18$. Проводившие наблюдения астрономы обнаружили вращение Эроса; полный поворот совершался за $5 \text{ час } 17 \text{ мин}$ в направлении против часовой стрелки. Этот период оказался точно таким же, какой был найден при фотометрических наблюдениях изменения яркости Эроса.

Блеск многих астероидов, для которых производились фотометрические наблюдения, оказался переменным, меняющимся с периодами от $2-3$ до более 10 час . Полагают, что эти изменения светимости связаны с неправильной формой астероида или неоднородностью характеристик поверхности. Возможно, что более аккуратная фотометрия, дополненная поляризметрическими измерениями, позволит весьма точно определить форму и свойства поверхности данного астероида, но пока такие попытки, осуществленные для нескольких астероидов, дали только грубые оценки. Эрос, например, согласно вычислениям, выполненным на основе его кривой блеска, имеет приблизительно цилиндрическую форму; длина цилиндра около 25 км , диаметр $\sim 10 \text{ км}$. На самом деле Эрос, несомненно, имеет более неправильную форму, чем показывают эти вычисления.

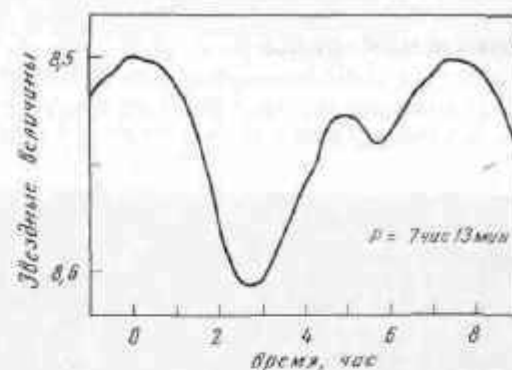


Рис. 126. Кривая блеска астероида Юноны (по Гроувелду и Койперу).

ления. На рис. 126 представлена кривая блеска астероида Юнона. Кривая блеска, естественно, меняется в зависимости от того угла, под которым мы видим ось вращения астероида на его орбите. Для Эроса, например, блеск временами меняется от максимума до минимума в 3 раза, а иногда это изменение неизмеримо мало.

ЛИТЕРАТУРА

Книга описательного характера, целиком посвященная астероидам.
1. R o t h G. D., The System of Minor Planets, Faber & Faber, Ltd., London, 1962.

К разд. 12.1

Интересный рассказ об определении параметров орбит 21 астероида:
2. Leuschner A. O., Bull. Nat. Res. Council, 4, part 7 (1922).
См. также часто выпускаемые публикации Minor Planet Center, University of Cincinnati, Ohio.

К разд. 12.2 и 12.3

Хорошее популярное описание астероидов с множеством подробностей относительно их размеров и полной массы дано в книге
3. Watson F. G., Between the Planets, Harvard University Press, Cambridge, Mass., 1956. (Русский перевод 1-го изд.: Ф. В а т с о н, Между планетами, 1947.)

К разд. 12.4

Обзорный доклад об астероидах, включающий литературу по фотометрическим работам, содержится в статье
4. Kuiper G. P. et al., Astrophys. J., Suppl. Ser., 32 (1958).

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

5. Путилин И. И., Малые планеты, Гостехиздат, 1953.
6. Самойлова-Яхонтова Н. С., Малые планеты, Успехи астроном. наук, 5, 136—175 (1950).
7. Эфемериды малых планет. Ин-т теоретич. астроном. АН СССР, издаются ежегодно.

Межпланетная пыль

Даже не проводя непосредственных наблюдений, можно сделать заключение о существовании пыли в пространстве между планетами. В предшествующих главах было показано, что все характеристики комет, метеоров и метеоритов убеждают нас в том, что межпланетная пыль должна быть обильной. Как мы видели, в процессе выброса кометного вещества в пылевой хвост в межпланетное пространство непрерывно поставляются микроскопические частицы вещества.

Тот факт, что число метеоров быстро возрастает с уменьшением размеров, подтверждает предположение о том, что должно быть огромное число маленьких метеорных тел, столь малых, что их следует называть метеорной пылью. Подобное же распределение по массам для метеоритов служит аргументом в пользу существования большого количества метеоритного вещества в виде частиц малого размера. Мы можем, таким образом, указать по крайней мере два источника, поставляющих пыль: кометы (источник метеоров) и астероиды (источник метеоритов)*.

Прямые наблюдения межпланетной пыли можно осуществить многими способами; все они подтверждают вывод, который мы сделали: микроскопические частицы очень обильны в межпланетном пространстве. Мы можем довольно просто наблюдать пыль в зодиакальном свете оптическими методами, а также обнаружить ее непосредственно, используя приемники на искусственных спутниках; мы можем, наконец, собирать эту пыль в атмосфере, на почве, в полярных льдах и в океанах.

13.1. ЗОДИАКАЛЬНЫЙ СВЕТ

Зодиакальный свет можно наблюдать в темную ночь; он имеет вид слабой светящейся полосы, вытянутой вдоль эклиптики, причем яркость полосы растет в направлении к Солнцу (рис. 127). Наблюдения зодиакального света особенно интенсивно проводятся в последние годы, так как эти наблюдения дают большое количество

* Замечания в скобках представляются крайне гипотетическими. — *Прим. ред.*

информации о межпланетной среде, особенно о ее пылевой составляющей.

Первые попытки получить подробные характеристики межпланетной пыли на основе измерений зодиакального света были предприняты в 1946 г. независимо Ван де Хюлстом и Алленом. С тех пор



Рис. 127. Фотография зодиакального света. Снимок получен Блекуэллом и Ингамом.

многие астрономы проводили тщательные фотометрические и поляризационные измерения на различных географических широтах и в большом диапазоне высот над уровнем моря. Для таких наблюдений нужно очень темное небо, поэтому многие измерения производились на больших высотах; так, например, недавно Блекуэлл и Ингам вели наблюдения в Боливийских Андах на высоте около 5 км над уровнем моря (рис. 127). Мы теперь имеем измерения

яркости, степени поляризации и оценки изменения этих величин, а также измерения спектра зодиакального света.

Уже давно стало ясно, что зодиакальный свет должен возникать в результате рассеяния солнечного света, так как спектр его подобен солнечному, а линии излучения ночного неба в нем не усиливаются. Первоначально предполагали, что рассеивающим веществом

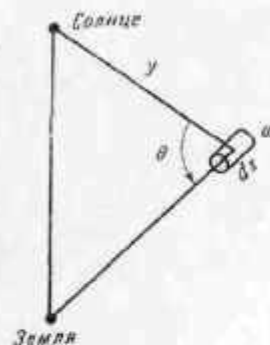


Рис. 128. Схема, поясняющая анализ зодиакального света.

являются твердые частички, хаотически распределенные вдоль эклиптики между Землей и Солнцем.

Считалось, что можно получить представление о действительной концентрации этих частичек из простых геометрических соображений. Пусть I есть поток солнечного излучения в $\text{эрг/сек}\cdot\text{см}^2$ на расстоянии Земли. Рассмотрим энергию, получаемую расположенным на луче зрения цилиндром длиной dx и поперечным сечением a , удаленным от Солнца на расстояние y , а от Земли на расстояние x (рис. 128). Энергия, которую получают частицы внутри цилиндра за 1 сек, если пространственная плотность частиц равна $\rho \text{ см}^{-3}$, будет

$$\frac{I \rho a A dx}{y^2},$$

где A — среднее поперечное сечение частиц. Некоторая доля солнечного излучения, рассеиваясь под углом θ , достигнет Земли. Интенсивность этого излучения пропорциональна $1/x^2$ и будет зависеть от эффективности процесса рассеяния для этого конкретного угла. Последняя величина называется фазовой функцией $f(\theta)$. Поток излучения от рассматриваемого цилиндра у Земли будет

$$\frac{I \rho A (a/x^2) f(\theta) dx}{y^2}; \quad (1)$$

разделив это выражение на телесный угол, выраженный в *стер*,

т. е. на a/x^2 , мы получим поток, приходящийся на 1 *стер*:

$$\frac{I \rho A f(\theta) dx}{y^2}. \quad (2)$$

Теперь полная поверхностная яркость, видимая с Земли под некоторым углом ϵ относительно Солнца, есть

$$B(\epsilon) = I \int_0^\infty \frac{\rho A f(\theta)}{y^2} dx. \quad (3)$$

Чтобы выразить это соотношение через угол рассеяния θ , воспользуемся выражениями

$$y = \frac{\sin \epsilon}{\sin \theta} \quad \text{и} \quad dx = \frac{\sin \epsilon d\theta}{\sin^2 \theta}.$$

Тогда

$$B(\epsilon) = \frac{I}{\sin \epsilon} \int_\epsilon^\pi \rho A f(\theta) d\theta. \quad (4)$$

Таким образом, если $B(\epsilon)$ измерено и известна фазовая функция $f(\theta)$, то для того чтобы получить точное распределение частиц в пространстве, нам нужно знать только величину A .

Прежде чем пытаться найти это распределение, рассмотрим сначала в деталях имеющиеся наблюдения. Фотометрия зодиакального света очень трудна и не все наблюдения получают согласованные между собой результаты даже относительно таких сравнительно грубых характеристик, как форма и абсолютная яркость. В табл. 24

Таблица 24

Наблюдения зодиакального света

Наблюдатель	Широта	Высота, м	Год	Яркость *
Бир и Зидентофф	+46°	3560	1952	3,17
Барье	+44	580	1952/53	3,35
Роч и др.	+36	1650	1952/53	5,38
Регенер	+34	2800	1953/54	5,52
Блекуэлл	-16	2740	1955	2,90
Эльзассер	-29	1700	1956	2,85
Дивари и Ассад	+24	200	1957	3,26
Блекуэлл и Ингам	-16	5200	1958	4,42

* Яркость зодиакального света на эклиптике на долготе 40° в единицах 10^{-13} средней яркости солнечного диска.

приведены восемь полученных в разное время результатов наблюдений поверхностной яркости зодиакального света при элонгации $\epsilon \approx 40^\circ$. Расхождение между отдельными результатами, вероятно, определяется главным образом ошибками эксперимента, хотя не исключено, что такие большие изменения могут быть реальными. Элли и Роч обнаружили годовые вариации интенсивности излучения: в течение года интенсивность может меняться вдвое.

Симметрия зодиакального света теперь, кажется, уверенно установлена боливийскими наблюдениями (рис. 129), хотя нет полного согласия с прежними результатами. Распределение степени поляризации, по-видимому, также достаточно хорошо известно (рис. 130). Многочисленные наблюдатели пришли к выводу, что цвет зодиакального света очень близок к солнечному. Для элонгации 40° Бир и Зидентопф приводят значения показателя цвета $CI = +0,46$; тогда как для Солнца $CI = +0,53$ (в звездных величинах).

В связи с тем что внешняя корона имеет тот же цвет, что и Солнце, возникает вопрос, не является ли эта часть короны внутренней областью протяженного зодиакального света. Действительно ли это так, можно увидеть и измерить во время полного солнечного затмения, и Аллен, а позднее Блекуэлл, летая на самолете, провели тщательные измерения внешней короны во время затмения. Данные наблюдений, полученные во время затмения, хорошо согласуются с ночными измерениями зодиакального света, как это показывает рис. 131, и мы можем считать, что это одно и то же явление.

Вернемся теперь к проблеме анализа зодиакального света. Мы нашли, что уравнение (4) даст нам распределение рассеивающих частичек в пространстве, если мы знаем фазовую функцию $f(\theta)$ и поперечное сечение частичек в оптическом диапазоне, т. е. величину A . Наличие поляризации зодиакального света (в среднем около 20% света поляризовано) как будто бы указывает на то, что по крайней мере часть его рассеивается на свободных электронах. Воспользовавшись выражением для случая томсоновского рассеяния, мы найдем, что для поляризованной компоненты рассеянного света

$$f(\theta)A = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{\sin^2 \theta}{2}, \quad (5)$$

где c — скорость света, e и m — заряд и масса электрона. Если мы подставим (5) в (4), то найдем

$$B(\epsilon) = \frac{I(e^2/mc^2)^2}{2 \sin \epsilon} \int_0^\pi \rho \sin \theta d\theta. \quad (6)$$

Отсюда мы можем получить значение ρ на различных расстояниях от Солнца. Если предположить, что весь поляризованный свет рас-

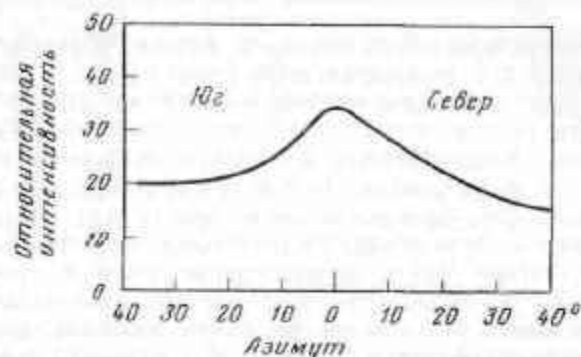


Рис. 129. Образец записи интенсивности зодиакального света в азимутальном направлении (по Блекуэллу и Ингаму).

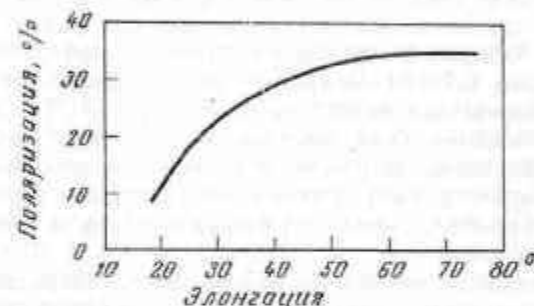


Рис. 130. Степень поляризации зодиакального света в зависимости от угла элонгации (по Блекуэллу и Ингаму).

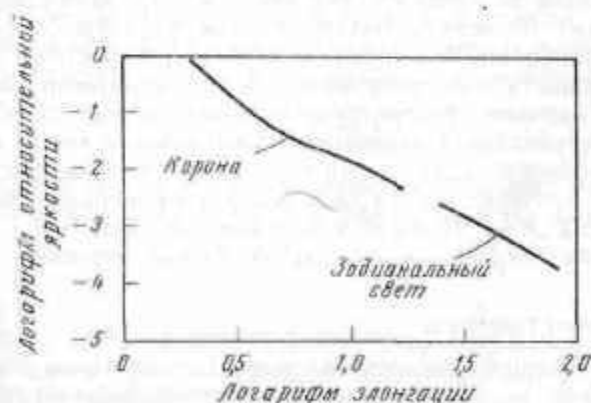


Рис. 131. Сравнение интенсивностей внешней короны и зодиакального света (по Блекуэллу и Ингаму). Элонгация измеряется в градусах.

сеивается свободными электронами, то электронная концентрация на расстоянии 1 а. е. от Солнца будет равна 600 см^{-3} . Как мы отметили в гл. 8, такая величина неприемлема, так как существует много доказательств (в том числе результаты непосредственных проб в космическом пространстве), что электронная концентрация на расстоянии 1 а. е. от Солнца заключена в пределах от 1 до 10 см^{-3} . Следовательно, мы должны сделать вывод, что большая часть поляризованного света создается пылевыми частичками.

Для того чтобы найти распределение пыли в пространстве, которое могло бы объяснить наблюдаемый зодиакальный свет, мы должны каким-то образом получить значение величины A и найти приемлемую фазовую функцию. Мы знаем, что нельзя наблюдать свет, непосредственно отраженный твердыми частицами, так как в этом случае частицы должны были бы находиться очень близко от Солнца, чтобы создать свечение короны. Это невозможно, так как пыль не может оставаться в твердом состоянии на расстояниях меньше четырех солнечных радиусов от поверхности Солнца. Свечение вблизи Солнца следует объяснить дифракцией света на частицах, находящихся между нами и Солнцем. Чтобы создавать наблюдаемую картину, эти частицы должны быть малы, порядка 10 мк . Такое ограничение размеров частиц определяется наблюдаемым цветом свечения: свет, рассеянный частицами размером менее нескольких микронов, синее, чем падающий, а для частиц больше 100 мк он краснее.

Подробное изложение теории дифракции на частицах, имеющих размеры такого порядка, очень сложно; оно основано на формулах теории дифракции Ми, обобщенных для частиц произвольной формы в рассматриваемом диапазоне размеров. Попыток получить точное решение не делалось, так как ясно, что имеющиеся наблюдения можно объяснить большим разнообразием распределения частиц по размерам, по значениям альбедо и в пространстве. Ингам оценил плотность и концентрацию частиц, произведя расчеты для различных значений рассмотренных выше параметров и комбинируя их с результатами измерений зодиакального света, выполненными в Боливии. Для плотности частиц в окрестности Земли характерно значение 10^{-24} г/см^3 , а для концентрации частиц всех размеров $\sim 200 \text{ км}^{-3}$. Прямые измерения этих величин с помощью искусственных спутников дадут более точные значения.

13.2. МИКРОМЕТЕОРИТЫ

Эпик и Уиппл независимо показали, что очень маленькие частицы могут пройти через атмосферу, не подвергаясь процессу абляции. Начиная с некоторого размера, частица излучает столько же энергии, сколько получает; таким образом, температура плавления

никогда не достигается. Такие не подвергшиеся процессу абляции частицы называются микрометеоритами. Точная оценка критических размеров сложна, но принципы ясны и просты. Рассмотрим их.

Найдем, во-первых, выражение для приращения энергии, полученной молекулами атмосферы при столкновении с фронтальной поверхностью входящего тела. Масса воздуха, участвующая в столкновении, определяется выражением

$$dm = A\rho V dt, \quad (1)$$

где A — поперечное сечение метеорита, ρ — плотность воздуха и V — скорость метеорита. Энергия, которую получают молекулы, таким образом, будет

$$dE_{\text{ст}} = \frac{1}{2} V^2 dm = \frac{1}{2} A\rho V^3 dt. \quad (2)$$

Посмотрим теперь, каким образом происходит диссипация энергии. Большая часть этой энергии перейдет к микрометеориту; часть пойдет на нагрев тела микрометеорита, часть перейдет в излучение, некоторая доля будет израсходована на процессы диссипации, возбуждения и ионизации вещества и частично уйдет на механический срыв материала с поверхности тела. Предположим пока, что большая часть энергии идет на излучение. Уиппл показал, что это довольно близко к истине. Предположим также, что частица излучает как черное тело. Тогда по закону Стефана излученная энергия будет равна

$$dE_{\text{изл}} = a\sigma T^4 dt, \quad (3)$$

где a — площадь излучающей поверхности, σ — постоянная Стефана — Больцмана и T — температура поверхности. Площадь излучающей поверхности обычно равна учетверенной площади поперечного сечения A ; таким образом, выражение (3) можно записать в виде

$$dE_{\text{изл}} = 4A\sigma T^4 dt. \quad (4)$$

Согласно принятым нами предположениям и закону сохранения энергии, мы можем приравнять выражения (2) и (4). В результате получим

$$T^4 = \frac{\rho V^3}{8\sigma}. \quad (5)$$

Чем дальше метеорит проникает в атмосферу, тем больше растет ρ , что вызывает уменьшение V на величину, зависящую от размеров тела. Найдем теперь выражение, связывающее A , ρ и V . В разд. 10.12 мы нашли, что

$$m dV = -A\Gamma\rho V^2 dt, \quad (6)$$

где m — масса метеорита, Γ — коэффициент торможения, приближенно равный единице. Для сферических частиц с плотностью 3 г/см^3 $m = 4A^{3/2}/\pi^{1/2}$, так что уравнение (6) принимает вид

$$dV = -\frac{\pi^{1/2}\rho V^2}{4A^{1/2}} dt. \quad (7)$$

Плотность ρ меняется в зависимости от высоты h над уровнем моря согласно соотношению

$$\rho = \rho_0 e^{-bh}, \quad (8)$$

где ρ_0 — постоянная, а b — постоянная для изотермической атмосферы. Далее, для тела, входящего в атмосферу с относительно плоскими слоями перпендикулярно к ним (вертикальное вхождение), имеем

$$dh = -V dt, \quad (9)$$

Подставим в уравнение (7) значение ρ из (8) и dt из соотношения (9). Тогда имеем

$$\frac{dV}{V} = -\frac{\pi^{1/2}\rho_0 e^{-bh}}{4A^{1/2}} dh. \quad (10)$$

Теперь проинтегрируем это уравнение по всему пути метеорита вне атмосферы и в атмосфере вплоть до высоты h , где метеорит имеет скорость V , меньшую, чем начальная скорость V_n .

$$\int_{V_n}^V \frac{dV}{V} = -\frac{\pi^{1/2}\rho_0}{4A^{1/2}} \int_{\infty}^h e^{-bh} dh. \quad (11)$$

Интеграл легко берется

$$\ln \frac{V}{V_n} = -\frac{\pi^{1/2}\rho_0}{4A^{1/2}b} e^{-bh}. \quad (12)$$

Заменяя в этом выражении значение ρ_0 на ρ согласно (8), мы получим

$$\ln \frac{V}{V_n} = -\frac{\pi^{1/2}\rho}{4A^{1/2}b} \quad (13)$$

или

$$\rho = -\frac{4A^{1/2}b}{\pi^{1/2}} \ln \frac{V}{V_n}. \quad (14)$$

Подстановка этого выражения для ρ в уравнение (5) дает нам

$$T^4 = -\frac{A^{1/2}bV^3}{2\pi^{1/2}\sigma} \ln \frac{V}{V_n}. \quad (15)$$

Для того чтобы наша частица не расплавилась, необходимо, чтобы ее максимальная температура была несколько ниже температуры плавления того вещества, из которого она сделана. Пользуясь уравнением (15), мы можем выразить это условие через критическую скорость $V_{кр}$, которой соответствует эта максимальная температура. Таким образом, если мы найдем условие максимума для температуры T , продифференцировав уравнение (15), то можем найти $V_{кр}$. Положив производную от выражения (15) равной нулю, получим нетривиальное соотношение

$$0 = \frac{d}{dV} \left(V^3 \ln \frac{V}{V_n} \right); \quad (16)$$

это дает

$$\ln \frac{V_{кр}}{V_n} = -\frac{1}{3} \quad (17)$$

или

$$V_{кр} = \frac{V_n}{e^{1/3}}. \quad (18)$$

Теперь мы можем рассчитать критический размер частицы, начиная с которого возникает плавление. Из уравнения (15), подставив в него наше значение $V_{кр}$, мы получим

$$T_{\max}^4 = \frac{A^{1/2}bV_n^3}{6\pi^{1/2}\sigma e}. \quad (19)$$

Для частицы, имеющей форму сферы,

$$A \approx \pi r^2. \quad (20)$$

Так что максимальный радиус равен

$$r_{кр} = \frac{6\sigma T_{\max}^4}{bV_n^3}. \quad (21)$$

Принимая за $T_{\max}$ температуру плавления, равную 1500° К , а также $b = 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ и $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{град}^4 \cdot \text{сек}$, мы можем вычислить критический радиус в системе СГС

$$r_{кр} = \frac{4,2 \cdot 10^{15}}{V_n^3}. \quad (22)$$

Таким образом, в случае вертикального падения метеорного тела с минимальной скоростью $11,7 \text{ км/сек}$ получаем, что частицы радиусом 26 мк и меньше не подвергаются процессу явления из-за плавления. Уиппл вычислил этот радиус более строго, не делая всех наших допущений, и получил для критического радиуса значение

$r = 30$ мк. В окончательном виде его формула для изотермической атмосферы (позже он ввел поправки, учитывающие изменение температуры в атмосфере) представляется соотношением

$$r_{кр} = \frac{9e\beta\sigma\Gamma(T_{пл}^4 - T_0^4)}{\alpha\rho_0 b (\cos Z) V_n^2} \quad (23)$$

где β — коэффициент излучательной способности серого тела,
 $\sigma = 5,7 \cdot 10^{15}$ эрг/см²·град⁴·сек,
 Γ — коэффициент торможения, функция от V ,
 $T_{пл}$ — температура плавления,
 T_0 — температура тела вне земной атмосферы,
 α — коэффициент аккомодации (доля энергии молекул, перешедшая к микрометеориту),
 ρ_0 — плотность частицы,
 b — параметр выражения, определяющего плотность воздуха ρ , меняется с температурой,
 Z — угол между вертикалью и направлением движения микрометеорита,
 V_n — скорость метеорита при входе в атмосферу.

Таблица 25.

Численные значения критических радиусов

V_n , км/сек	$r_{кр}$, мк
11,3	30
20,0	7
40,0	1
70,0	0,3

В табл. 25 приведены радиусы, вычисленные Уипплом для различных скоростей и для $\rho_0 = 3$; $Z = 0$. Мы видим, что среди объектов, движущихся по орбитам, подобным орбите Земли (т. е. с низкими скоростями V_n), те частицы, размеры которых, согласно оценкам, должны преобладать в области, излучающей зодиакальный свет, будут, по большей части, проходить через земную атмосферу относительно неизменными. Они, вероятно, тормозятся на высоте около 150 км; с этого уровня начинается их свободное падение в нижнюю атмосферу, где частицы смешиваются с обильной пылью земного происхождения и где их трудно различить.

13.3. МЕТЕОРИТНАЯ ПЫЛЬ И ЗЕМЛЯ

Вечером 14 ноября 1856 г. клиппер «Джошуа Бейтс» находился примерно в 350 км к югу от острова Бали. Внезапно экипаж судна был поражен появившейся с ясного неба завесой из мелких дробин, обильно усеявших палубу. Капитан Мак-Келлам собрал образцы этого загадочного вещества и обнаружил, что оно состоит из крошечных металлических шариков. Вернувшись в родной порт, капитан послал образцы в Вашингтон, где ученые стали в тупик, пытаясь выяснить вопрос об их происхождении. Они в свою очередь направили эти образцы в Германию; выполненный здесь химический анализ показал, что вещество состоит из железа и окиси железа; было высказано предположение, что образцы имеют метеоритное происхождение и, вероятно, образовались при прохождении над кораблем болида.

Отмечено по крайней мере около сотни примеров выпадения такого рода пыли. Доктор Батшелдер из Пелема, Нью-Гэмпшир, выйдя из дома после короткого грозового дождя, обнаружил на дорожке слой необычной мелкой пыли, покрывавшей ее. Он послал образцы в Scientific American, где было выяснено, что вещество состоит из железа, никеля и кремнезема и, следовательно, весьма вероятно, имеет метеоритное происхождение. В Падуе, в Италии, 26 августа 1834 г. во время большой бури выпали градины, в которых профессор Козари нашел ядра, состоящие из песка; анализ этих частичек показал, что они имеют метеоритное происхождение.

Во время чрезвычайно эффектного потока Бизелид, или Андромедид, наблюдавшегося 27 ноября 1885 г. (см. гл. 10), было найдено, что дождь, который выпал в этот день и в течение нескольких последующих дней в Генте, в Бельгии, содержал значительное количество «метеоритной» пыли, согласно описанию Юнга. Поступали многочисленные сообщения о выпадении «красного снега», например в Исландии 27 мая 1903 г. Красный цвет объяснялся присутствием окиси железа: в снегу было полно черных блестящих металлических шариков.

В списке, составленном Хладни (1819 г.), за время с 472 по 1816 г. насчитывается более 50 выпадений пыли, которая, возможно, имеет метеоритное происхождение. Современная научная литература не сообщает о такого рода случаях выпадения пыли; исключение составляют короткая заметка Ландсберга о попытке собрать частички, образовавшиеся в результате большого потока Драконид в 1946 г., и сообщение французского ученого Рюдо, который в 1927 г. нашел много намагниченных частичек, выпавших на землю через два дня после прохождения большого болида.

Если верно, что после мощных метеорных потоков или ярких болидов на землю выпадает много пыли, то какое-то небольшое

количество метеоритной пыли должно непрерывно падать на Землю. Многие ученые пытались собрать такие частички, просто выделяя намагниченную фракцию из пыли, которая ежедневно оседает на землю. Было установлено, что главная (постоянно присутствующая) намагниченная составляющая этой пыли представляет собой маленькие гладкие блестящие шарики диаметром от нескольких до 100 мк (рис. 132). Анализ этих частиц показывает, что обычно

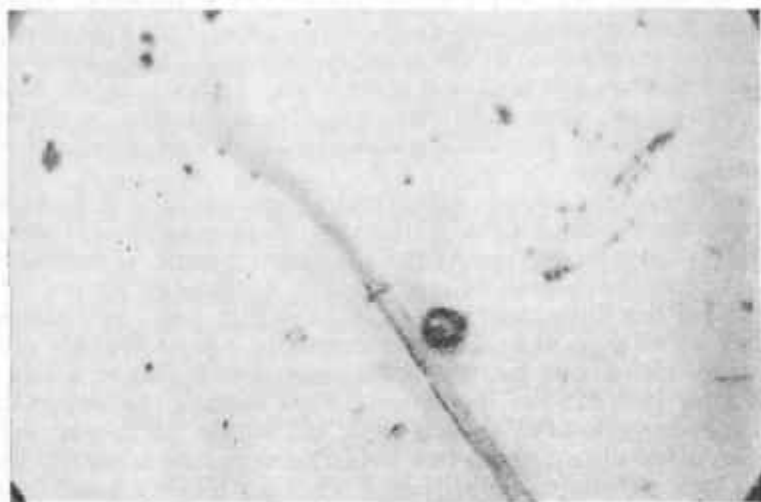


Рис. 132. Микрофотограмма гладкого черного шарика, найденного во льдах Гренландии, имеющих возраст 750 лет. Диаметр шарика равен 40 мк.

они состоят из железа или окиси железа, только изредка обнаруживается никель. По своему виду и химическому строению они очень похожи на шарики оплавленного материала, которые часто находят в окрестности недавно упавшего метеорита.

Кажется естественным предположить, что эта пыль состоит из оплавленных частичек астероидальных (имеющих значительную плотность) метеоритов, большая часть которых не достигает поверхности Земли. К сожалению, такие частички как по виду, так и по химическому составу похожи на некоторые побочные продукты промышленности, которые выбрасываются в атмосферу Земли миллионами фабричных труб, засоряя воздух вблизи большинства городов. Пока не существует физических или химических способов, которые позволили бы сказать, имеет ли данная конкретная частичка метеоритное или земное происхождение; исследователи вынуждены

отказаться от попыток собирать такие объекты где-либо, за исключением весьма отдаленных районов, таких, как Арктика, или же на самолетах во время полетов на больших высотах.

В центре Нью-Хейвена, штат Коннектикут, например, выпадает за день на 1 см² около 100 таких шариков диаметром больше 5 мк, тогда как на расстоянии ~15 км от центра Нью-Хейвена — только 25, а в Арктике — приблизительно 0,15. Хотя блестящие металлические шарики метеоритной пыли легко опознать, тем не менее их изучение представляет значительные трудности, так как эти шарики очень редки среди огромной массы атмосферной пыли. Несмотря на это, тратится много усилий, чтобы исследовать метеоритную пыль: в первую очередь в Арктике, в отложениях на дне океанов и в верхней атмосфере.

13.4. СБОРЫ В АРКТИКЕ

В процессе изучения скорости отложения снега в разные эпохи ученые, работающие в арктических областях, отмечали глубоко во льдах присутствие пыли, возможно имеющей метеоритное происхождение. Исследования в Гренландии и в Антарктике показали, что черные блестящие намагниченные шарики находятся в виде ядер во льдах на таких глубинах, что эти льды (так же как и шарики) должны иметь возраст около 750 лет. Простой факт существования этих частиц глубоко во льдах исключает возможность их индустриального происхождения, а их форма и характеристики поверхности несовместимы с предположением о вулканическом происхождении. Систематическое изучение таких ядер в арктических льдах можно будет использовать для получения информации о флуктуациях в прошлом годового притока этих частиц.

Вследствие своей изоляции Арктика является местом, где производятся поиски как «ископаемых» отложений метеоритных частиц, так и только что выпавших. Согласно одной из программ, на протяжении целого года одновременно собирались выпавшие за день осадки на двух арктических станциях: одна в центральной Аляске, другая на острове Корнуолл — к западу от Гренландии. Было найдено, что на обеих станциях частота выпадения крошечных (больше 3 мк) намагниченных шариков, состоящих главным образом из железа, составляет 1 частицу на 1 см² за сутки. Согласованность данных, полученных на двух станциях, и то, что они совпали затем с результатами подобных же работ, проведенных на вершине горы в пустыне Мохаве в Калифорнии и в Нью-Мексико, является существенным аргументом в пользу гипотезы о метеоритном происхождении этих частиц. Химический анализ частиц, найденных в Арктике, показывает, что это преимущественно магнетиты и что они по своему химическому составу очень похожи на метеориты.

13.5. ЯДРА НА БОЛЬШИХ ГЛУБИНАХ В ОКЕАНЕ

В 1884 г. было установлено, что микроскопические шарики — довольно обычная составляющая отложений, собранных на дне океана, и было высказано предварительное предположение, что они имеют метеоритное происхождение. Затем было установлено также, что они являются совершенно типичной составляющей глобигеринового ила, в котором они обнаруживаются вплоть до глубины по крайней мере 3 м, что соответствует возрасту осадочных пород не меньше 1—3 миллиона лет. На 1 кг осадочных пород их приходится около 1000. Их химический состав по обилию железа, кобальта, никеля и меди чрезвычайно похож на состав метеоритов и отличается от земных минералов. Космическое происхождение этих шариков, собранных на больших морских глубинах, по-видимому, твердо установлено.

13.6. СБОРЫ В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ

Чтобы избежать трудностей, связанных с отождествлением внеземного вещества после того, как оно смешалось с чрезвычайно обильной пылью, наполняющей нижние слои земной атмосферы, были

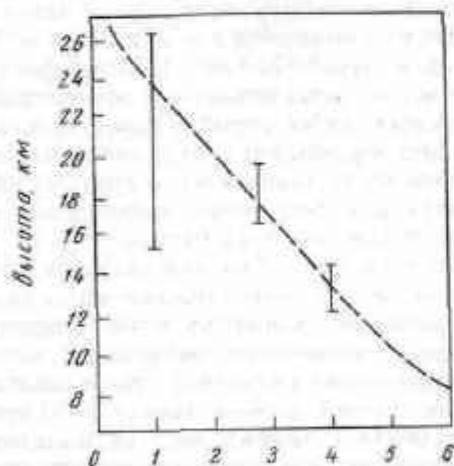


Рис. 133. Концентрация частиц диаметром больше 3 мкм как функция высоты над уровнем моря по измерениям, выполненным на самолете (по Ходжу). Концентрация измеряется в 1000 м^{-3} .

сделаны многочисленные попытки собрать пыль в верхней атмосфере, выше тропопавзы. Для этого использовались высотные полеты реактивных самолетов; пыль собиралась на высотах от ~9 до ~27 км (рис. 133). Собранные образцы показывают, что воздух на таких высотах много чище, чем в нижних слоях, хотя земная пыль все еще

присутствует и в пробах, взятых на больших высотах. В этих пробах были найдены крошечные шарики, по-видимому идентичные найденным в Арктике, и их обилие совпадает с тем, которое определено по собранным в Арктике образцам.

Шарики, однако, составляют лишь ничтожную долю всего микроскопического вещества, которое собрано в стратосфере (примерно 0,001 общего числа частиц, имеющих в среднем размеры больше 3 мкм). Небольшая часть остального вещества имеет, безусловно, земное происхождение, тогда как основную долю составляет смесь частиц большой и малой плотности, которая, возможно, содержит обломки кометных метеоров и микрометеориты. Химический анализ не может доказать или опровергнуть внеземное происхождение смеси, так как мы не имеем хороших критериев для исследования такого рода частиц. Однако если окажется возможным собрать большое количество этих образований и мы сможем получить массу, достаточную для того, чтобы подвергнуть всю ее в целом анализу на радиоактивность, вызванную действием космических лучей, то присутствие такого рода радиоактивности будет доказательством космического происхождения частиц.

13.7. РЕЗУЛЬТАТЫ РАКЕТНЫХ И СПУТНИКОВЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

С появлением искусственных спутников и ракет, поднимающихся на большие высоты, появилась возможность непосредственно обнаруживать межпланетную пыль вне земной атмосферы. Из-за высоких скоростей полета такого космического вещества (по меньшей мере ~15 км/сек) непосредственный сбор частичек пыли чрезвычайно затруднителен; при столкновении с большинством поверхностей пыль немедленно разрушается. По этой причине данные, полученные на ракетах и спутниках, содержат главным образом сведения о столкновениях с частицами. Обычно столкновения фиксируются двумя методами: акустическим и при помощи сетки из очень тонкой проволоки — отмечаются разрывы сетки. Для того чтобы сделать выводы относительно распределения частиц по размерам и их концентрации, в обоих этих методах требуется ввести ряд предположений, в частности о плотности вещества частиц, их скорости и структуре.

Разные методы и различные спутники дают сильно отличающиеся результаты. Например, концентрация частиц с массами $\sim 10^{-8}$ г, вычисленная на основе данных, полученных на зондирующей ракете, приблизительно в 50 000 раз больше, чем величина, полученная по данным спутника Эксплорер 6 (1959б). А значение Эксплорера 1 (1958а) примерно еще в 300 раз выше. Уиппл частично объяснил разногласия, установив возможную связь между концентрацией частиц и высотой над поверхностью Земли (рис. 134).

Согласно этой картине, Земля окружена локализованным облаком пыли, образовавшимся, всего вероятнее, в результате столкновений метеоритов с Луной*. Уинпл показал, что если при образовании лунных кратеров значительная доля выброшенного материала имела большие скорости, то в этом случае пылевое облако, окружающее

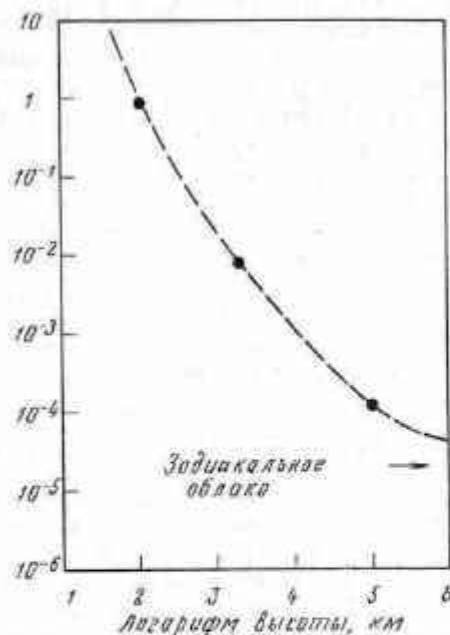


Рис. 134. Относительная концентрация частиц массы $\sim 10^{-9}$ г как функция расстояния от поверхности Земли по данным, полученным во время полета космического корабля (по Уинплу).

Землю, было бы достаточно плотным, чтобы объяснить данные, полученные на спутниках. Вещество будет выброшено с Луны, если оно имеет скорость, большую, чем скорость ускользания для Луны (2,38 км/сек). Это вещество попадет на временную околоземную орбиту, если его скорость будет меньше предельных значений 2,42—3,43 км/сек (в зависимости от направления выброса).

В общем результаты, полученные по наблюдениям со спутников, согласуются (по крайней мере для большинства измерений, проводившихся на значительных расстояниях от Земли) с теми

* В последнее время существование микрометеоритного облака близ Земли подвергается сомнению. Помимо аппаратных эффектов, представление о существовании такого облака может быть связано с крайней неоднородностью распределения микрометеоритов в пространстве [7].—Прим. ред.

данными о концентрации частиц межпланетной пыли, которые были вычислены на основе наблюдений облака зодиакального света и по данным о числе частичек, собранных на поверхности Земли (табл. 26).

Таблица 26

Количество осаждающегося на Землю космического вещества

Тип объекта	Метод обнаружения	Поперечник	Количество, т в год
Метеориты	Наблюдаемые падения	$> \sim 5$ см	10^2
Метеоры	Визуальные подсчеты	$> \sim 5$ мм	10^3
Шарики	Дно океанов	> 25 мк	10^2
Шарики	Пробы антарктических льдов	> 15 мк	$2 \cdot 10^6$
Шарики	Пробы арктических льдов	> 5 мк	$2 \cdot 10^6$
Шарики	Пробы арктического воздуха	> 3 мк	$5 \cdot 10^5$
Шарики	Горы в Калифорнии	> 3 мк	$5 \cdot 10^5$
Шарики	Горы в Нью-Мексико	> 5 мк	$2 \cdot 10^5$
Шарики	Стратосферные пробы	> 3 мк	$2 \cdot 10^5$
Вся пыль	Никель на дне океанов	Все	10^6
Вся пыль	Облако зодиакального света	Все	10^6
Вся пыль	Спутниковые данные	Все	10^6

13.8. ДИНАМИКА МЕЖПЛАНЕТНЫХ ЧАСТИЧЕК

Пылевые частички, ответственные за явление зодиакального света, вращаются вокруг Солнца так же, как планеты, но при этом они подвергаются, в дополнение к действию солнечного притяжения, действию трех факторов, которые относительно незначительны для больших тел. Во-первых, их орбиты испытывают сильное возмущающее действие от близко проходящих планет, часто при этом пыль оказывается захваченной планетой. Подсчитано, что Земля захватывает около 10^{16} частичек в сутки, большинство из них сразу же падает в атмосферу. На динамику частиц, кроме того, оказывают влияние эффект Пойнтинга — Робертсона и давление света. Оба эти эффекта мы теперь рассмотрим.

13.9. ЭФФЕКТ ПОЙНТИНГА — РОБЕРТСОНА

В 1903 г. Пойнтинг рассмотрел влияние процессов поглощения и переизлучения света на движение частичек вблизи Солнца, т. е. вопрос о том, как при этом частицы должны терять свой орбитальный угловой момент и приближаться к Солнцу. Позднее Робертсон обсудил эту проблему с точки зрения релятивистских эффектов в приложении к малым телам солнечной системы. Он показал, что для

частицы, находящейся на околосолнечной орбите, уравнения движения будут:

$$\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 = -\frac{GM}{r^2} + \frac{ac}{r^2} - \frac{2a\dot{\theta}^2}{r^2} \quad (1)$$

и

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\theta}) = -\frac{a\dot{\theta}}{r^2}, \quad (2)$$

где r , θ , G и M — обычные параметры и постоянные (см. гл. 2), а параметр a вводит давление света в явной форме. Робертсон показал, что

$$a = \frac{3,55 \cdot 10^{-8}}{sp} (a. e.)^2 \text{ в год},$$

где s и p — радиус и плотность частицы, выраженные в единицах СГС. При этом простейшем рассмотрении предполагается, что $Q(s) = 1$ (см. разд. 13.10). Для круговых орбит решение для векового возмущения большой полуоси a дает

$$\frac{da}{dt} = -\frac{2a}{a}. \quad (3)$$

Проинтегрировав это выражение, получим

$$-t = \frac{a^2}{4a} = 7,0 \cdot 10^6 sp a^2 \text{ лет}, \quad (4)$$

где a — первоначальное расстояние в а. е. и t — промежуток времени в годах, через который частица упадет на Солнце. В табл. 27 приведены промежутки времени t для частиц различных размеров и с различными орбитами, вычисленные по более полным формулам, учитывающим эксцентриситет орбиты. Действием эффекта Пойн-

Таблица 27

Время выпадения для частиц, движущихся по различным орбитам

a , а.е.	e	$t/10^7$ лет.вр	Тип орбиты
3	0,0	6	Астероидальная
3	0,7	0,7	»
3,4 (Геминиды)	0,9	0,14	Метеорные потоки
3,5 (Близиды)	0,7	3	»
10 (Леониды)	0,9	7	»
55 (Лириды)	0,98	20	»

тинга — Робертсона можно вполне удовлетворительно объяснить существование совокупности малых частиц солнечной системы. Возможно, что учет корпускулярного излучения увеличит действие этого эффекта по сравнению с тем, что следует из табл. 27.

13.10. ДАВЛЕНИЕ СВЕТА

Для очень малых частиц размером меньше 1 мк солнечное световое давление оказывается достаточно большим для того, чтобы сообщить частицам заметное движение, направленное от Солнца. Радиально направленная сила, создаваемая давлением излучения, есть

$$F_r = \frac{[aF]}{c} \pi s^2 Q(s), \quad (1)$$

где aF — поток излучения, выраженный в эрг/см²·сек, c — скорость света, s — радиус частицы и $Q(s)$ — фактор эффективности давления излучения на частицу; все величины выражены в системе СГС. Величина $Q(s)$, равная отношению эффективного поперечного сечения к геометрическому поперечному сечению, может быть очень малой, но для значений s , сравнимых с длиной волны излучения, она будет порядка единицы. Частицы такого размера (около 0,5 мк в солнечной системе) будут быстро унесены давлением света.

13.11. ПРОТИВОСИЯНИЕ

В исключительно темную ясную ночь обычно удается обнаружить (визуально) слабое диффузное пятно света, расположенное на небе почти точно в точке, противоположной Солнцу (рис. 135). Это явление, называемое противосиянием, служит предметом многолетней полемики. Большинство теорий, объясняющих возникновение противосияния, предполагает, что наблюдаемое свечение возникает в результате отражения солнечного света от пылевых частичек, поэтому остановимся на этом явлении более подробно.

Несмотря на то что противосияние трудно обнаружить и еще труднее измерить, оно все же исследовалось многими способами. Следующие его свойства представляются теперь достаточно хорошо установленными:

1. Противосияние лежит примерно в 3° западнее антисолнечной точки.

2. Цвет его несколько краснее, чем солнечный.

3. Максимальная поверхностная яркость противосияния достигает величины, эквивалентной 200 звездам 10-й звездной величины, распределенным на 1 квадратном градусе.

4. Противосияние можно проследить на расстоянии 20° от его центра.

Для объяснения этого слабого свечения необходимо в первую очередь найти его причину, не вдаваясь в подробности его свойств.

Первая гипотеза, предложенная специалистами по небесной механике Гюльденом и Мультонем, предполагала, что противосияние есть квазистабильная концентрация межпланетных частиц, собранных в антисолнечной либрационной точке системы Земля — Солнце (разд. 2.3). Этой гипотезой, однако, не удается объяснить

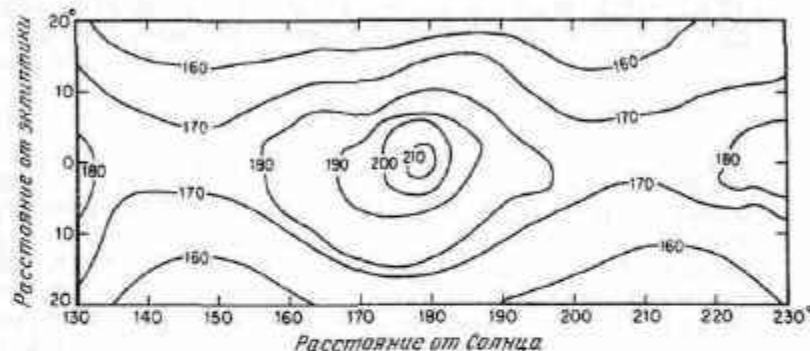


Рис. 135. Сглаженная картина изофот противосияния. Составлена на основании типичных записей по измерениям Роча и Риса.

наблюдаемую разность в 3° между положениями противосияния и истинной антисолнечной точки. Она не может также объяснить наблюдаемую величину полного излучения противосияния, которое, согласно гипотезе Гюльдена — Мультоня, должно бы быть слишком слабым, чтобы его вообще можно было видеть.

Хофмейстер указал на возможность того, что фазовая функция зодиакального света такова, что происходит уярчение при угле в 180° от Солнца, но эта гипотеза несовместима с наблюдаемым смещением положения противосияния на 3° . Эвершед выдвинул, а Фесенков поддержал гипотезу газового хвоста, согласно которой свечение есть результат возбуждения межпланетной плазмой уходящих от Земли газов (гл. 8), но в этом случае спектр противосияния должен состоять из дискретных линий, чего не наблюдается. В случае рассеяния на молекулах свечение должно бы иметь цвет, несколько более синий, чем солнечный, тогда как наблюдаемый цвет оказывается несколько краснее солнечного.

Наблюдаемые особенности противосияния, по-видимому, вытекают из недавно высказанного предположения, еще не вполне разработанным теоретически. Считается, что облако лунной пыли вокруг Земли (разд. 13.7) может быть источником, питающим

пылевой хвост Земли; как и в случае хвостов комет типа II (см. гл. 9), частички хвоста уносятся давлением света. Согласно этой картине, вещество непрерывно поставляется в результате ударов о лунную поверхность и затем захватывается на временную околоземную орбиту. Самые большие частички постепенно падают на Землю, а самые маленькие уносятся солнечным световым давлением, образуя пылевой хвост, видимый как противосияние.

ЛИТЕРАТУРА

Два довольно полных аннотированных библиографических справочника относительно межпланетной пыли

1. Schmidt R. A., Res. Rept. Series 63-2, University of Wisconsin, Geophys. Polar Res. Center, January, 1963.
2. Hodge P. W., Wright F. W., Hoffleit D., Smithsonian Contrib. Astrophys., 5, 85 (1961).

К разд. 13.1

Содержание этого раздела детально рассматривается во многих журнальных статьях, например

3. Blackwell D. E., Lingham M. F., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 122, 113 (1961).

К разд. 13.2

Вопрос о микрометеоритах освещен в работе

4. Whipple F. L., Proc. Natl. Acad. Sci. U.S., 36, 687 (1950).

К разд. 13.3—13.10

Эти вопросы рассматриваются во многих научных статьях; ссылки на них можно найти в [1, 2].

Основная работа:

5. Orlík E. J., Irish Astron. J., 4, 84 (1956).

К разд. 13.11

История исследования противосияния изложена в статье

6. Brandt J. C., Lick Obs. Publ. Astron. Soc. Pacific, № 391 (1962).

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

7. Назарова Т. Н., Рыбаков А. К., Комиссаров Г. Д., Доклады АН СССР, 170, № 3, 578 (1966).
8. Веддер Дж. Ф., Метеорные тела, в сб. «Околоземное космическое пространство», перевод с англ., изд-во «Мир», 1966.
9. Парийский Н. Н., Гиндилис Л. М., Астрон. ж., 36, 1078 (1959).
10. Карягина З. В., Астрон. ж., 37, 882 (1960).

Планеты (введение)

Планеты — одни из интереснейших объектов, изучаемых в астрономии. Хотя они ничтожно малы по сравнению с большими образованиями вселенной, их близость и их загадочные свойства возбуждают фантазию и изобретательность современных ученых. Известно всего девять планет, которые перечисляются в порядке удаления от Солнца: Меркурий, Венера, Земля, Марс, Юпитер, Сатурн, Уран, Нептун и Плутон.

14.1. РАССТОЯНИЯ, АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ЕДИНИЦА

Шкала расстояний в солнечной системе устанавливается посредством прямых физических или геометрических измерений. Так как периоды обращений планет можно легко измерить, то относительные расстояния планет от Солнца можно определить на основании третьего закона Кеплера (см. разд. 2.1). Таким образом, вся шкала расстояний в солнечной системе становится известной, как только эти относительные расстояния переводятся в абсолютные с помощью некоторых независимых измерений. Фундаментальной постоянной шкалы расстояний в солнечной системе является параллакс Солнца, определяемый как угол, стягивающий экваториальный диаметр Земли при среднем расстоянии Земли от Солнца.

Существует два метода измерения абсолютного значения параллакса Солнца. Первый — триангуляционный. Наиболее accurately такое определение осуществляется при измерении параллакса астероида Эрос во время его наибольшего приближения к Земле (разд. 12.1). Производятся одновременные измерения положений Эроса на обсерваториях, расположенных в различных точках Земли, что дает очень точное мгновенное линейное расстояние до Эроса. Зная это расстояние и пользуясь известными орбитальными параметрами Эроса и Земли, можно вычислить точную величину солнечного параллакса. Наиболее надежное значение получено таким путем в 1950 г.; оно равно $8''.7984 \pm 0''.0004$.

Можно применить также второй метод. Для определения шкалы линейных расстояний в солнечной системе можно воспользоваться

радиолокационными наблюдениями ближайших планет, в частности Венеры. Метод состоит в точном измерении промежутка времени между посылкой и приемом радиосигнала, отраженного поверхностью Венеры. Зная элементы орбит Венеры и Земли и скорость света, можно вычислить параллакс Солнца. Результат равен $8''.794098 \pm 0''.000015$. Эта величина несколько расходится со значением, полученным по наблюдениям Эроса; есть надежда, что повторные радиолокационные измерения уменьшат это расхождение*.

Важно отметить, что оба способа вычисления параллакса Солнца в сильной степени зависят от других постоянных солнечной системы. Например, в случае триангуляции астероида должны быть известны точно следующие постоянные:

- 1) элементы орбиты астероида,
- 2) элементы орбиты Земли,
- 3) массы внутренних планет,
- 4) экваториальный радиус Земли,
- 5) отношение масс Земли и Луны,
- 6) постоянные, определяющие форму Земли и распределение масс в Земле.

7) точные положения звезд сравнения, использовавшихся для измерения положения астероида.

Радиолокационный метод требует, чтобы были известны точно следующие постоянные:

- 1) скорость света,
- 2) элементы орбиты планеты,
- 3) элементы орбиты Земли,
- 4) точные оценки изменений этих элементов, вычисленные на основе теории возмущений,
- 5) экваториальный радиус Земли.

Для того чтобы получить величину параллакса Солнца с большой точностью, все эти постоянные также должны быть известны с соответствующей точностью.

14.2. ПАРАМЕТРЫ ОРБИТ

Девять главных планет обращаются вокруг Солнца по орбитам, движения по которым с большой степенью точности подчиняются закону всемирного тяготения Ньютона. Только у быстро обращаю-

* По данным акад. В. А. Котельникова с сотрудниками (см. ДАН СССР, 163, № 1, 50, 1965), полученным на основании радиолокационных наблюдений Венеры, астрономическая единица равна $149\,598\,000 \pm 400$ км (указана максимальная ошибка). — Прим. ред.

щихся планет (например, у Меркурия) наблюдаются некоторые небольшие отклонения, которые требуют введения поправок общей теории относительности к механике Ньютона. Все орбиты планет эллиптические и обычно описываются системой постоянных, называемых элементами орбиты (рис. 136). Для полного

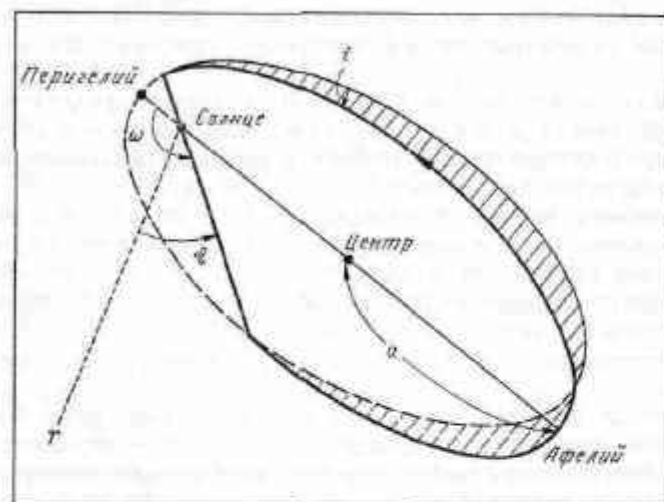


Рис. 136. Орбита планеты и определение некоторых элементов орбиты. Плоскость эклиптики расположена в плоскости рисунка.

описания орбиты необходимо семь таких элементов. Они позволяют вычислить положения планеты в любой момент времени (если пренебречь возмущениями, вызываемыми другими планетами). Элементы орбиты определяются следующим образом:

1) a — большая полуось орбиты, обычно дается в астрономических единицах (а. е.); 1 а. е. — среднее расстояние от Земли до Солнца,

2) e — эксцентриситет орбиты,

3) i — наклонение орбиты к плоскости эклиптики,

4) Ω — долгота восходящего узла орбиты,

5) ω — расстояние перигелия от узла,

6) P — период; иногда употребляется среднее суточное движение n (разд. 2.1),

7) T — момент прохождения перигелия; иногда употребляется эпоха E .

Орбитальные элементы девяти планет приведены в табл. 28.

Таблица 28

Элементы орбит планет

Планета	a , а. е.	e	Ω	i	ω	P , лет
Меркурий	0,3871	0,206	7°00'	47°09'	75°54'	0,241
Венера	0,7233	0,007	3°24'	75°47'	130°09'	0,615
Земля	1,0000	0,017	0°00'	00°00'	101°13'	1,000
Марс	1,5237	0,093	1°51'	48°47'	334°13'	1,881
Юпитер	5,2027	0,048	1°19'	99°27'	12°43'	11,86
Сатурн	9,546	0,056	2°30'	112°47'	91°06'	29,46
Уран	19,20	0,047	0°46'	73°29'	169°03'	84,02
Нептун	30,09	0,009	1°47'	130°41'	43°50'	164,8
Плутон	39,5	0,247	17°9'	108°57'	222°48'	248,4

14.3. КЛАССИФИКАЦИЯ ПЛАНЕТ

Со многих точек зрения планеты естественным образом делятся на два класса: планеты земного типа и планеты юпитеровой группы. Планет земного типа пять: Меркурий, Венера, Земля, Марс и (вероятно) Плутон. Остальные — Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун — относятся к планетам юпитеровой группы, или планетам-гигантам. В табл. 29 приведены те характеристики планет, кото-

Таблица 29

Характеристики планет

Характеристика	Планеты земной группы	Планеты юпитеровой группы
Масса, g	Небольшая ($\sim 10^{27}$)	Большая ($\sim 10^{29}$)
Плотность, g/cm^3	Большая (~ 5)	Небольшая (~ 1)
Расстояние от Солнца, см	Небольшое ($\sim 10^{13}$)	Большое ($\sim 10^{14}$)
Атмосфера	Нет или небольшая	Протяженная
Спутники	Мало или совсем нет	Много
Химический состав	Главным образом силикаты, горные породы	Главным образом H, He

рые особенно ярко подчеркивают различие двух классов планет. Возможно, что в основе этого различия лежит масса тел. Полагают, что планеты образовались из межзвездного вещества, обра-

ивавшегося вокруг протосолнца. Когда вещество сконцентрировалось в планетные тела, то те планеты, которые имели наибольшую массу, сохранили первоначальный химический состав без существенных изменений и стали планетами юпитеровой группы с протяженными атмосферами, состоящими преимущественно из водорода и гелия. Планеты, более близкие к Солнцу и имеющие меньшие массы, не смогли сохранить легкие газы, их атмосферы улетучились, за исключением, быть может, более тяжелых газов, таких, как азот и кислород. Возможно, что даже эти газы были потеряны в тот период истории планет земной группы, когда температура их поверхности была высока, а современные атмосферы имеют вторичное происхождение и образовались сравнительно недавно при вулканических выходах газа из внутренних частей планет *.

Во всяком случае, различие планет земной и юпитеровой групп поразительно, и объяснение этого факта должно быть тесно связано с историей солнечной системы. До тех пор пока эволюция солнечной системы не будет известна лучше, чем теперь, нам остается только отмечать эти различия и критически их исследовать. В следующих главах мы рассмотрим отдельные планеты, начиная с их недр и кончая атмосферой.

ЛИТЕРАТУРА

К разд. 14.1

Прекрасный обзор состояния вопроса об определении шкалы расстояний в солнечной системе содержится в работе

1. Brouwer D., Clemence G. M., in *Planets and Satellites*, eds. G. P. Kuiper, B. M. Middlehurst, The University of Chicago Press, 1961, pp. 31—94. (Русский перевод: Планеты и спутники, под ред. Дж. П. Койпера и Б. М. Миддлхерст, М., ИЛ, 1963.)

Определение параллакса Солнца по наблюдениям астероида Эрос можно найти в работе

2. Rabe E., *Astron. J.*, 55, 112 (1950).

Определение параллакса Солнца по радарным наблюдениям Венеры рассматривается в работе

3. Muhleman D. O., Holdridge D. B., Block N., *Techn. Rept.* 32—221, Jet Propulsion Lab., Pasadena, California, 1962.

К разд. 14.2

Параметры орбит планет детально рассматриваются в ссылках на работы общего характера, приведенные в конце гл. 2. По этому вопросу см. также [1].

* Согласно акад. А. П. Виноградову (доклад на Океанографическом конгрессе, Москва, июнь 1966 г.), океаны и атмосфера Земли образовались в результате «эрозийной плавки» верхней мантии в процессе радиоактивного разогревания. — *Прим. ред.*

Внутреннее строение планет

Внутреннее строение планет представляет значительный интерес особенно потому, что оно может нам многое сказать относительно происхождения и образования солнечной системы. К сожалению, решить эту проблему чрезвычайно трудно теоретически и почти невозможно с помощью наблюдений. Мы меньше знаем о внутреннем строении ближайшей к нам планеты — Венеры, чем о внутреннем строении звезд, удаленных от нас на расстояния, в миллионы раз большие. Даже экспериментальные данные о строении Земли очень ограничены, и их можно по-разному интерпретировать, а наблюдения других планет относятся фактически только к их поверхности. Тем не менее, сопоставляя определенные данные с теоретическими моделями, можно получить некоторую информацию об этой важной проблеме.

15.1. ФАКТИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ

Для проблемы внутреннего строения планет существенны семь получаемых из наблюдений характеристик. Мы изучим их в этом разделе.

Массы

Масса, очевидно, существенна для понимания строения и состава планеты. В табл. 30 приведены результаты определения планетных масс, которые были получены в течение последних лет. Сравнение различных значений показывает, что массы большинства

Таблица 30

Определения масс планет

Планета	Год	Метод определения	Отношение масс Солнце/планета
Меркурий	1895	Движения четырех внутренних планет	6 000 000
	1895	Возмущения орбиты Венеры	7 210 000
	1960	Возмущения орбиты Венеры	5 880 000

Продолжение табл. 30

Планета	Год	Метод определения	Отношение масс Солнце/планета
Меркурий	1950	Возмущения орбиты Земли	6 480 000
	1950	Возмущения орбиты Эроса	6 120 000
Венера	1895	Движения четырех внутренних планет	408 000
	1939	Возмущения орбиты Земли	407 000
	1943	Возмущения орбиты Меркурия	409 300
	1950	Возмущения орбиты Эроса	408 645
	1950	Возмущения орбиты Земли	408 000
Марс	1878	Движения спутников	3 093 500
	1927	Движения спутников	3 088 000
	1960	Движения спутников	3 088 000
	1960	Движения спутников	3 088 000
Юпитер	1895	Движения спутников, комет, планет	1 047,35
	1908	Движения спутников	1 047,42
Сатурн	1833	Движение Титана	3 501,6
	1954	Движения спутников	3 494,8
	1953	Возмущения орбиты Юпитера	3 497,64
	1953	Возмущения орбиты Юпитера	3 497,64
Уран	1898	Возмущения орбиты Сатурна	23 239
	1927	Движения спутников	22 887
	1950	Движения спутников	22 934
Нептун	1874	Возмущения орбиты Нептуна	19 700
	1910	Возмущения орбиты Урана	19 094
	1926	Движение Тритона	19 416
	1957	Движение Нериды	18 889
Плутон	1951	Возмущения орбиты Нептуна и Урана	360 000
	1955	Возмущения орбиты Нептуна и Урана	400 000
	1955	Возмущения орбиты Нептуна и Урана	450 000

планет известны достаточно точно и что при рассмотрении внутреннего строения планет эти данные, по-видимому, не могут быть главным источником неопределенности.

Плотности

Ясно также, что важно знать средние плотности планет. Они определяются на основе расчетных данных о массах и измеренных радиусах планет. К сожалению, у некоторых планет радиусы трудно измерить (табл. 31), потому что: 1) из-за наличия плотной атмосферы (Венера) положение границы поверхности нельзя точно установить, 2) из-за влияния атмосферы видимый радиус зави-

сит от того, в какой длине волны производятся измерения (Марс), и 3) серьезные трудности в наблюдениях вызываются неизменно плохими условиями видимости (Меркурий). Радиусы больших

Таблица 31

Радиусы, средние плотности и сжатие планет *

Планета	Радиус, км	Средняя плотность, г/см ³	Сжатие
Меркурий	2 500 ± 200	5,30 ± 0,8	?
Венера	6 200 ± 50	4,95 ± 0,1	?
Марс	3 350 ± 30	3,95 ± 0,2	0,0052
Юпитер	71 200 ± 200	1,33 ± 0,05	0,062
Сатурн	60 300 ± 300	0,68 ± 0,05	0,096
Уран	23 800 ± 500	1,56 ± 0,08	0,06
Нептун	22 000 ± 500	2,47 ± 0,09	0,017
Плутон	~ 6000	?	?

* Усредненные данные по многим источникам. Указанная в таблице точность соответствует разбросу значений, приводимых в современной литературе.

ства планет определены для всего видимого диска, так что приведенные плотности определены для планеты вместе с ее протяженной атмосферой. Наконец, для Плутона измерения неточны просто потому, что размеры его диска лишь немного превышают разрешающую способность самых больших телескопов.

Сжатие

Сжатие планеты является очень важной характеристикой внутреннего строения, так как оно непосредственно связано с распределением масс внутри планеты. Интуитивно ясно, что вращающаяся планета, вся масса которой сконцентрирована в ее центре, будет более сжатой, чем подобная же планета, имеющая однородную плотность. Мы обсудим это более детально в разд. 15.3. Сжатие известно только для нескольких планет (табл. 31).

Сжатие, или эллиптичность диска планеты, обычно определяется выражением

$$\varepsilon = 1 - \frac{b}{a}, \quad (1)$$

где a и b — большая и малая полуоси (экваториальный и полярный радиусы) видимого диска планеты.

Динамическое сжатие

Для планеты, имеющей близкий спутник, по возмущениям его движения можно рассчитать отклонение гравитационного потенциала от сферического. В зависимости от распределения масс внутри планеты динамическое сжатие часто отличается от геометрического сжатия поверхности. Достаточно близкие спутники имеются у следующих планет: Юпитера, Марса, Нептуна и Земли (искусственные спутники). Динамическое сжатие формально определяется уравнением (1) гл. 15 и равно $C - A/C$ (см. разд. 2.5).

Скорость вращения

Величина периода вращения входит в выражения для сжатия и распределения масс. Период вращения точно известен для большинства планет (разд. 15.7), хотя он все еще несколько неопределен для Венеры.

Поверхностная температура

Сравнение наблюдаемой поверхностной температуры с температурой, предсказанной на основании данных о расстоянии от Солнца и известных свойств атмосферы планеты, может дать некоторые указания на количество тепла, которое генерируется радиоактивными элементами в ядре планеты. Обычно считается, что найденная таким образом величина представляет собой верхний предел, так как для большинства планет наблюдаемые и предсказанные температуры (если учесть ошибки определений) согласуются довольно хорошо. У Венеры, у которой температура поверхности выше предсказанной, эта разница, вероятно, объясняется свойствами ее атмосферы.

Состав метеоритов

Исследователям, интересующимся радиоактивным нагревом внутренних частей планет, трудно найти эмпирические факты, свидетельствующие о том, какое количество различных радиоактивных элементов может существовать внутри планеты. Наиболее приемлемые сведения мы, по-видимому, получаем при изучении метеоритов; они, возможно, дают представление об условиях, существующих внутри планет (см. гл. 11). Тщательные лабораторные анализы позволяют определить характерный состав метеоритов.

и часто утверждают, что этот состав типичен также для пород, из которых состоят планеты или их металлические ядра.

15.2. НЕОБХОДИМЫЕ ДАННЫЕ

Чтобы решить проблему внутреннего строения планет, данные, рассмотренные в предыдущем разделе, в сочетании с различными предположениями и более или менее сложными теоретическими построениями используются для установления хода *давления, температуры, плотности и химического и минералогического состава* с глубиной в планете. Эта проблема довольно схожа с проблемой внутреннего строения Солнца, но осложнена тем, что состояние вещества не газовое.

15.3. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ

Для очень простых моделей внутреннего строения планеты показано, что для случаев различных распределений масс внутри планеты динамическое сжатие ϵ связано простым соотношением с центробежным ускорением $\omega^2 R$ и силой тяжести g . Здесь R — радиус планеты, ω — угловая скорость вращения. Для планеты, имеющей постоянную плотность, мы имеем

$$\frac{\epsilon g}{\omega^2 R} = 1,25, \quad (1)$$

а для планеты, вся масса которой сосредоточена в центре,

$$\frac{\epsilon g}{\omega^2 R} = 0,5. \quad (2)$$

Между этими двумя предельными случаями эта величина непрерывно меняется от 1,25 до 0,5 при условии, что плотность никогда не *растет* при удалении от центра планеты. Хотя сжатие и не определяет однозначно строения планеты, оно накладывает вполне определенные ограничения на модель. Планеты, для которых довольно надежно известно динамическое сжатие, перечислены

Таблица 32

Величина $\epsilon g / \omega^2 R$ для трех планет

Планета	$\epsilon g / \omega^2 R$
Марс	1,14
Юпитер	0,77
Сатурн	0,69

в табл. 32, где даны значения величины $eg/\omega^2 R$. Если эти значения сравнить с выражениями (1) и (2), то видно, что плотность Марса должна очень незначительно возрастать к центру, тогда как Юпитер и Сатурн имеют маленькие, очень плотные ядра.

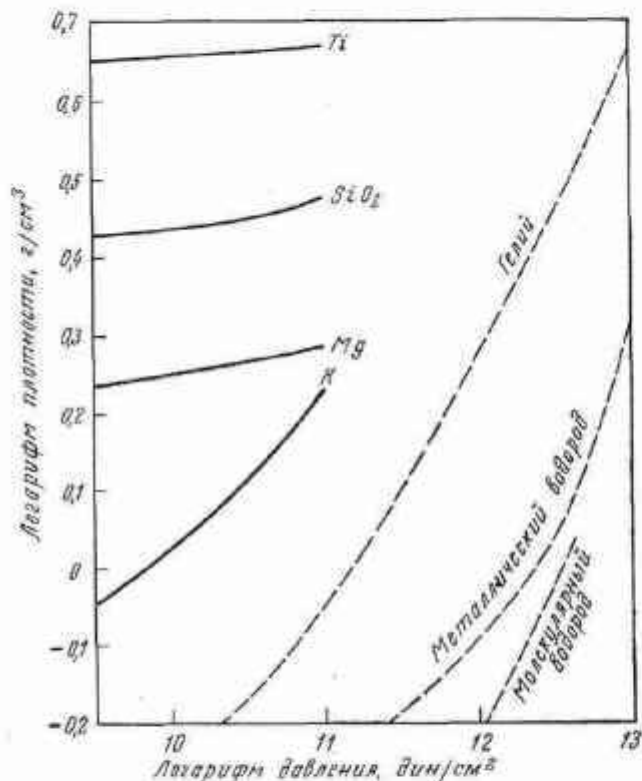


Рис. 137. Соотношение давление — плотность для различных веществ. Четыре левые кривые получены по экспериментальным результатам, а три правые рассчитаны теоретически (по Эльзассеру).

При исследовании внутреннего строения делается обычное и большей частью приемлемое предположение, что внутренние слои планеты находятся в гидростатическом равновесии. Это безусловно верно для внутренних частей больших планет, у которых значительное давление и высокие температуры обеспечивают или жидкое состояние вещества, или же состояние равновесия, во всяком случае для достаточно большого отрезка времени. В твердой ман-

тии Земли механические напряжения вещества имеют величину того же порядка или больше, чем давление, так что условие гидростатического равновесия здесь неприменимо. Однако для большинства планет мы можем воспользоваться уравнением (1) разд. 3.3.

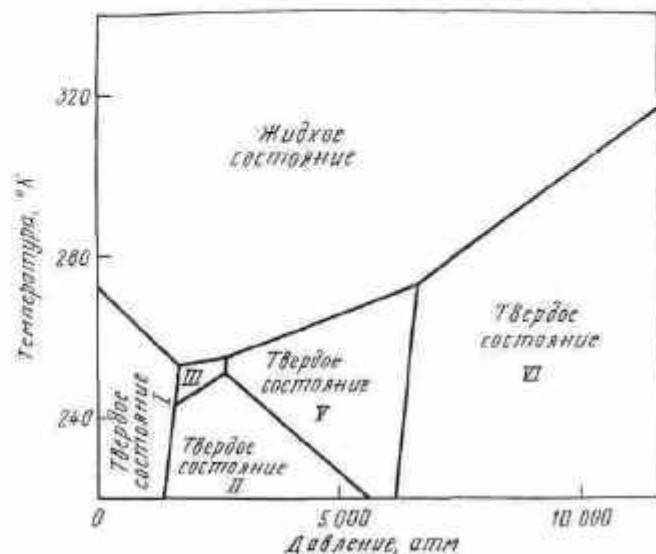


Рис. 138. Диаграмма фазового состояния воды при различных значениях давления и температуры (по Вильдту).

добавив к нему член, учитывающий радиальную компоненту центростремительного ускорения, осредненную по сфере радиуса r :

$$\frac{dP}{dr} = - \left[g(r) - \frac{2}{3} \omega^2 r \right] \rho(P), \quad (3)$$

где

$$g(r) = \frac{GM(r)}{r^2} = \frac{4\pi G}{r^2} \int_0^r \rho(x) x^2 dx. \quad (4)$$

Здесь P — давление, r — расстояние от центра, g — ускорение силы тяжести, G — постоянная гравитации, $M(r)$ — масса внутренней части планеты до радиуса r , ω — угловая скорость и $\rho(P)$ — плотность при давлении P . Зависимость $\rho(P)$ получается из уравнения состояния и может быть определена, если известны химический состав, температура, а также давление. В действительности, уравнение состояния для очень большого давления довольно трудно определить. Рис. 138 иллюстрирует поведение льда при различных

значениях давления и температуры. Как видно из этого рисунка, лед существует в различных фазах (лед I, лед II и т. д.), которые отличаются различной кристаллической структурой.

Было показано, что для газовых звезд давление в центре звезды P_n должно удовлетворять неравенству

$$\frac{3}{8\pi} \frac{GM^2}{R^4} \leq P_n \leq \frac{3}{8\pi} \frac{GM^2}{R^4} \left(\frac{\rho_n}{\rho} \right)^{1/2} \quad (5)$$

и что среднее давление $\bar{P}$, определяемое выражением

$$M\bar{P} = \int_0^R P dM(r), \quad (6)$$

должно быть ограничено следующим неравенством:

$$\frac{3}{20\pi} \frac{GM^2}{R^4} \leq \bar{P} \leq \frac{3}{20\pi} \frac{GM^2}{R^4} \left(\frac{\rho_n}{\rho} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Это неравенство, по-видимому, верно также для больших планет (но не для астероидов), так как их внутренние части по своим свойствам едва ли могут сильно отличаться от газовой субстанции. На этом основании мы можем вычислить для планет нижний предел давления в центре и среднего давления, так как их массы M и радиусы R мы знаем. Вычисленные значения приведены в табл. 33.

Таблица 33

Нижние пределы плотностей, давлений и температур

Планеты	Плотность в центре, г/см ³	Среднее давление, атм	Давление в центре, атм	Средняя температура, °К	Температура в центре, °К
Меркурий	—	$1,2 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$	400	650
Венера	—	$4,8 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^6$	1200	1900
Марс	4,4	$7,0 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^5$	300	1600
Юпитер	2,7	$4,1 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^7$	42000	68000
Сатурн	1,7	$7,7 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^6$	16000	24000
Уран	2,8	$7,5 \cdot 10^5$	$1,8 \cdot 10^6$	7000	11000
Нептун	4,0	$1,5 \cdot 10^5$	$3,6 \cdot 10^5$	8000	12000

Если вещество ведет себя как идеальный газ и если предположить, что внутри планеты нет источников тепла, то мы можем, воспользовавшись законами идеального газа, показать, что температура в центре планеты должна быть больше некоторой минимальной величины

$$T_n > \frac{1}{2} \frac{\mu m_H}{k} \frac{GM}{R} Q, \quad (8)$$

где значения μ , m_H и k приведены в уравнении (7) разд. 3.3, а Q — величина порядка 0,640 для планет (в действительности Q зависит от массы). Если мы определим среднюю температуру $\bar{T}$ соотношением

$$M\bar{T} = \int_0^R T dM(r), \quad (9)$$

то

$$\frac{1}{5} \frac{\mu m_H}{k} \frac{GM}{R} \leq \bar{T} \leq \frac{1}{5} \frac{\mu m_H}{k} \frac{GM}{R} \left(\frac{\rho_n}{\rho} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Эти величины также приведены в табл. 33.

Нижний предел плотности в центре планеты ρ_n можно рассчитать, если учесть, что момент инерции I планеты заведомо больше, чем в случае, когда вся масса планеты сосредоточена в центре и оставшееся вещество планеты оказывает пренебрежимо малое влияние. Рассмотрим плотное ядро радиусом r_0 и плотностью ρ_0 . Из выражения для момента инерции вращающейся сферы имеем

$$I \geq \frac{8\pi}{3} \int_0^R \rho(r) r^4 dr; \quad (11)$$

для ядра с постоянной плотностью находим, что

$$I > \frac{8\pi \rho_0 r_0^5}{15}. \quad (12)$$

Вследствие того что

$$\rho_0 = \frac{M}{4/3\pi r_0^3} \text{ и } \bar{\rho} = \frac{M}{4/3\pi R^3}, \quad (13)$$

получим

$$\rho_0 r_0^3 = \bar{\rho} R^3. \quad (14)$$

Таким образом, нижний предел плотности в центре равен

$$\rho_0 > \left(\frac{5}{2} \frac{I}{MR^2} \right)^{-3/5} \bar{\rho}. \quad (15)$$

15.4. ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЗЕМЛИ

Хотя внутреннее строение Земли по существу и по традиции является предметом геофизики, однако мы кратко рассмотрим его здесь, поскольку оно тесно связано с проблемами внутреннего строения планет земной группы. Сходство средних плотностей и радиусов планет земной группы приводит к предположению, что эти планеты имеют и сходное строение.

Согласно простейшей модели Земли, предложенной более 50 лет назад, Земля состоит из двух компонент: ядра и мантии, причем каждая из них однородна по плотности. Недавно Джеффрис рассчитал такую модель, используя сейсмические данные для определения глубины разрыва непрерывности. Если $\alpha R_{\oplus}$ — граница ядра, то из сейсмических данных следует, что $\alpha = 0,545$ (здесь $R_{\oplus}$ — радиус Земли). Тогда, чтобы масса Земли верно представлялась моделью, мы должны наложить условие

$$\rho_m + (\rho_n - \rho_m) \alpha^3 = \bar{\rho}, \quad (1)$$

где ρ_m , ρ_n и $\bar{\rho}$ — плотности мантии, ядра и средняя плотность Земли. Мы имеем также

$$\rho_m + (\rho_n - \rho_m) \alpha^5 = \frac{5}{2} \frac{\bar{\rho}}{MR_{\oplus}^2}. \quad (2)$$

Решение этих уравнений дает для ρ_m и ρ_n значения 4,22 и 12,33 г/см³ соответственно. Первоначально, главным образом на основании изучения состава метеоритов, предполагалось, что ядро состоит из железа (или никеля-железа), а мантия — из кремниевых пород (силикатов).

Более современные представления дают совершенно иную модель Земли, в которой химический состав повсюду однороден. Обнаружено, что кристаллическая структура обычного минерала оливина меняется при давлениях, которые, вероятно, существуют на глубинах в 500 км; сейсмическими методами были найдены доказательства внезапного изменения состояния вещества планеты на таких глубинах. Этот разрыв был обнаружен при построении зависимости времени прохождения волны землетрясения в функции углового расстояния от эпицентра землетрясения: быстрые изменения возникают при $\Delta = 20^\circ$. Эти и аналогичные сейсмические данные подтверждают возможность существования ядра, которое могло возникнуть в результате изменения фазового состояния силикатов под действием высокого давления. Таким образом, мнения о составе земного ядра все еще расходятся; одни полагают, что оно состоит из железа, а другие — из кремния в металлической фазе. Шансы установить, какая из моделей верна, возрастают по мере развития методов экспериментального определения поведения различных субстанций при высоких давлениях. Теоретические предсказания такого поведения в настоящее время слишком сложны, и мало вероятно, чтобы они смогли заменить реальные эксперименты.

Собрав все многочисленные достоверные данные о скоростях как продольных, так и поперечных сейсмических волн и интерпретируя их полутеоретически, удалось получить довольно надежные

данные о плотностях и давлениях внутри Земли, не ставя при этом никаких условий относительно химического состава. В табл. 34 приведены значения плотностей и давлений, полученных подобным образом Булленом.

Таблица 34

Внутреннее строение Земли, рассчитанное Булленом

Расстояние от центра, км	Плотность, г/см ³	Давление, 10^{12} дин/см ²
6 000	3,61	0,13
5 000	4,90	0,56
4 000	5,42	1,06
3 473 *	5,68	1,37
3 473 *	9,43	1,37
3 000	10,09	1,80
2 000	11,07	2,68
1 000	16,92	3,40
0	17,20	3,64

* Граница ядра.

Термическое строение Земли можно определить, если известны общее количество и распределение радиоактивных элементов (так же как и остаточное начальное тепло). Вероятно, разумно и естественно предположить, что радиоактивность внутренних частей планет земной группы подобна радиоактивности хондритов, т. е. они содержат $K = 8,0 \cdot 10^{-4}$ г/г, $Th = 4,4 \cdot 10^{-5}$ г/г и $U = 1,1 \cdot 10^{-3}$ г/г. Используя эти данные, можно построить множество различных моделей; главной переменной являются первоначальные термические условия внутри Земли. Согласно измерениям, выполненным геофизиками, поток тепла, выходящий с поверхности Земли, составляет около 50 эрг/см²·сек; однако эта величина известна с точностью, недостаточной для того, чтобы можно было выбрать некоторую определенную модель термического строения Земли.

15.5. ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ДРУГИХ ПЛАНЕТ ЗЕМНОЙ ГРУППЫ

Обычно сходство планет земной группы интерпретируется как доказательство подобия их внутреннего строения. После некоторых самых недавних исследований возникли сомнения относительно

правильности этого предположения, а основные данные, определяющие проблему в деталях, все еще слишком неопределенны для того, чтобы можно было построить окончательную модель. Когда мы решаем такую задачу для Земли, имея в своем распоряжении обилие сейсмических и гравитационных данных, мы тем не менее все еще очень не уверены в деталях строения; очевидно, что для других планет можно надеяться получить только общее представление о их внутреннем строении.

Для Меркурия наибольшей проблемой является неопределенность значений его массы и радиуса. Последний особенно трудно измерить, а так как плотность зависит от куба радиуса, то плотность вещества Меркурия известна очень приблизительно. В течение последних 20 лет значения, приводившиеся для средней плотности Меркурия, лежали в пределах от 3,7 до 6,1 г/см³. Недавние измерения диаметра Меркурия, выполненные во время прохождения планеты по диску Солнца в 1960 г., привели к величине средней плотности ~ 5,3 г/см³. Это значение великовато, если полагать, что внутреннее строение Меркурия аналогично земному. Высказывается предположение, что Меркурий мог некогда иметь более эксцентричную орбиту и потерял некоторую долю своей менее плотной оболочки при близких прохождении около Солнца в ранний период истории солнечной системы.

У Венеры мы опять встречаемся с неопределенностью значений, вызванных существованием ее обширной атмосферы и неизвестным

Таблица 35

Внутреннее строение Венеры, рассчитанное
Джеффрисом

Расстояние от центра, км	Плотность, г/см ³	Давление, 10 ¹² дин/см ²
6 000	3,41	0,04
5 617 *	3,69	0,16
5 617 *	4,23	0,16
5 000	4,58	0,39
4 000	5,01	0,78
2 911 *	5,44	1,24
2 911 *	9,64	1,24
2 000	10,41	1,89
1 000	10,97	2,39
0	11,15	2,56

* Границы областей.

периодом вращения. В предположении, что внутреннее строение Венеры подобно земному, можно построить модель, в которой 22% вещества сосредоточено в ядре планеты и 78% — в ее мантии.

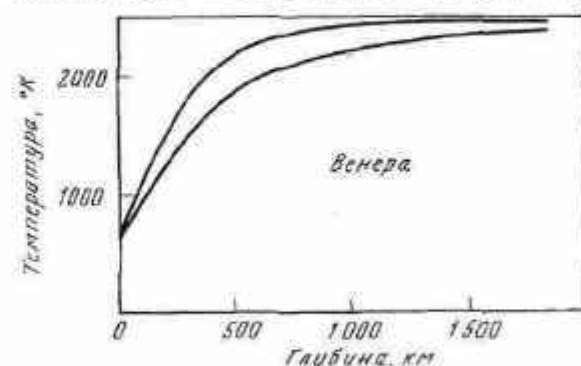


Рис. 139. Два возможных вида зависимости температуры от глубины для Венеры, рассчитанные Мак-Дональдом. Различие кривых определяется различием в принятых значениях непрозрачности и плотности вещества. Предполагалось, что содержание радиоактивных элементов такое же, как у хондритов.

В табл. 35 приведен полученный таким путем ход давления и плотности с глубиной. На рис. 139 показано возможное термическое строение Венеры, вычисленное в предположении однородного рас-

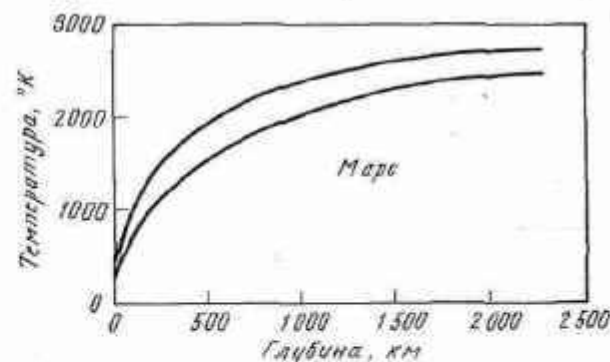


Рис. 140. Два возможных вида зависимости температуры от глубины для Марса, рассчитанные так же, как и для рис. 139 (по Мак-Дональду).

пределения радиоактивных элементов с глубиной; химический состав принят таким же, как у хондритов.

Построению точной модели внутреннего строения Марса препятствует трудность измерения его диаметра. Однако существование

двух очень близких спутников помогает несколько ограничить проблему для марсианских глубин, так как можно получить величину динамического сжатия. Тем не менее проблема остается пока нерешенной вследствие того, что исходные данные еще неполны и недостаточно точны.

В табл. 36 приведена одна из ранних моделей Марса, которая основывалась на предположении, что соотношение давление — плотность аналогично земному. Более новые результаты приводят к заключению, что, возможно, в действительности Марс не имеет ядра, а если оно есть, то очень небольшое. На рис. 140 приведен профиль изменения температуры с глубиной, основанный на предположении, что радиоактивность такая же, как и у хондритов.

Масса и радиус Плутона известны настолько плохо, что об обсуждении внутреннего строения планеты в настоящее время не может быть речи.

Таблица 36

Внутреннее строение Марса, рассчитанное
Джеффрисом

Расстояние от центра, км	Плотность, г/см ³	Давление, 10 ¹² дин/см ² *
3 000	3,42	0,05
2 500	3,57	0,11
2 034 *	3,69	0,16
2 034 *	4,23	0,16
1 500	4,35	0,24
1 424 *	4,37	0,25
1 424 *	8,28	0,25
1 000	8,45	0,35
0	8,60	0,44

* Границы областей.

15.6. ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ БОЛЬШИХ ПЛАНЕТ

Как легко видеть, внутреннее строение планет юпитеровой группы должно быть весьма отлично от обсуждавшегося выше, так как их плотность очень низка. Уже само значение плотности убедительно свидетельствует о том, что легкие элементы, такие, как водород и гелий, являются обильными составляющими. В сочетании с данными о массах, радиусах и сжатии (геометрическом и динамическом) найденные значения плотности можно использовать для сравнения

физических моделей внутреннего строения. До сих пор не существует единой модели планет юпитеровой группы, которую можно было бы считать несомненно правильной, однако в результате многочисленных недавних исследований построены модели этих четырех планет, которые хорошо согласуются с наблюдениями, и их можно считать близкими к истине.

В большинстве современных расчетов моделей внутреннего строения планет юпитеровой группы предполагается, что почти вся планета состоит из водорода и гелия с очень малой примесью более тяжелых элементов в ядре. Это предположение разумно не только потому, что такая модель согласуется с наблюдениями, но также и потому, что водород и гелий — наиболее распространенные элементы в космосе.

В табл. 37 приведены характеристики модели Юпитера, рассчитанные де Маркусом в 1958 г. Он построил свою модель по данным об уравнениях состояния холодного твердого водорода и гелия, полученным совсем недавно как экспериментально, так и теоретически. Хотя эти уравнения состояния еще не абсолютно точны, все же они достаточно надежны для создания вполне приемлемой картины внутреннего строения холодных водородно-гелиевых планет. Модель, приведенная в табл. 37, согласуется с данными

Таблица 37

Внутреннее строение Юпитера, рассчитанное де Маркусом

Расстояние от центра, км	Плотность, г/см ³	Давление, 10 ¹² дин/см ²	% He (по весу)
71 200	0,00016	0	0
70 800	0,14	0,007	0
70 400 *	0,18	0,02	0
70 400 *	0,20	0,02	0
60 000	0,62	1,20	0,10
57 200 *	0,78	1,93	0,13
57 200 *	1,08	1,93	0,13
50 000	1,56	5,07	0,16
40 000	2,23	11,3	0,24
30 000	3,04	19,9	0,26
20 000	3,68	30,9	0,26
10 000	4,50	45,2	0,27
7 120	19,09	63,5	1,00
0	30,84	110	1,00

* Границы областей.

Таблица 38

Внутреннее строение Сатурна, рассчитанное де Маркусом

Расстояние от Центра, км	Плотность, г/см ³	Давление, 10 ¹² дин/см ²	% He (по весу)
60 300	0,00016	0	0
58 000 *	0,18	0,02	0
58 000 *	0,20	0,02	0
50 000	0,38	0,36	0
40 000	0,54	0,92	0
31 500 *	0,72	1,93	0
31 500 *	1,00	1,93	0
20 000	3,19	7,14	0
10 000	10,9	31,0	1,0
0	15,6	55,5	1,0

* Граница областей.

Таблица 39

Данные о внутреннем строении Урана и Нептуна *

Характеристика (по массе)	Уран	Нептун
Возможная доля водорода	0,2—0,03	0,16—0,00
Максимальная доля гелия	0,9	0,6
Минимальная доля тяжелых элементов	0	0,12

* По де Маркусу и Рейнольдсу. Данные основаны на моделях, рассчитанных в предположении холодных планет.

о массе, радиусе, плотности и сжатии Юпитера. Чтобы построить такую модель, оказалось необходимым положить плотность в центре Юпитера примерно вдвое большей, чем для чисто гелиево-водородной планеты. Это, вероятно, разумное предположение, так как мысль о ядре, состоящем из тяжелых элементов, не является, конечно, неожиданной.

Аналогичные модели были построены для Сатурна, Урана и Нептуна. В каждом случае содержание водорода — гелия очень

высокое, хотя каждый раз предполагалось, что ядро частично состоит из тяжелых элементов. В табл. 38 и 39 приведены характеристики моделей этих планет.

Одним из вопросов, который активно изучается, является вопрос об источниках и количестве тепла, заключенного внутри планет юпитеровой группы. Предположение, что радиоактивность тяжелых элементов ядра планет такая же, как и у хондритов, приводит к слишком высоким температурам, порядка миллиона градусов. Наблюдаемые температуры планет, хотя и оказываются выше, чем должны были бы быть у черного тела на соответствующем расстоянии от Солнца, дают центральную температуру всего лишь порядка нескольких тысяч градусов (см. разд. 16.7).

15.7. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПЛАНЕТ И ИХ ВРАЩЕНИЕ

Природа магнитного поля планет все еще плохо изучена, а наблюдения отрывочны. Хорошо известны детальные свойства только земного поля, но даже оно не получило полного объяснения. Напряженность его на экваторе равна 0,31 гс, а общая конфигурация очень похожа на поле диполя. Магнитная ось Земли отклонена от оси вращения на 11°,4, координаты северного геомагнитного полюса приблизительно равны 79° с. ш. и 70° з. д.

Земное магнитное поле отличается от дипольного двумя загадочными свойствами. Существуют аномалии напряженности поля; местные аномалии вызваны непосредственно наличием больших масс магнетита или другого магнитного вещества, однако более протяженные аномалии обусловлены неизвестной причиной. Эти аномалии очень велики, достигают 0,15 гс и располагаются по земному шару без очевидной корреляции с геологическими характеристиками. Другое отклонение от идеального поля диполя для Земли выражается в изменении со временем наблюдаемой напряженности магнитного поля во многих районах. Наибольшие наблюдаемые изменения достигают весьма значительной величины: 30% в течение 100 лет.

Магнитное поле Венеры исследовалось во время сближения Маринера 2 с планетой в 1962 г. Поля обнаружено не было, верхний предел величины поля на поверхности планеты оценен примерно в 0,03 гс. Юпитер является единственной планетой, кроме Земли, для которой существуют некоторые доказательства существования магнитного поля. Интерпретация радиоизлучения Юпитера (разд. 17.6) приводит к напряженности магнитного поля на поверхности планеты порядка 2—5 гс *.

* Измерения на космическом аппарате Маринер 4 показали, что дипольный магнитный момент Марса определенно меньше $3 \cdot 10^{-4}$ магнитного момента Земли. — Прим. ред.

Наиболее обещающее объяснение причины возникновения магнитного поля планеты связывает поле с возможным существованием динамо-эффекта в расплавленной внутренней области планеты. Конвективные токи, возможно генерируемые радиоактивным нагревом в ядре, могут вызывать электрические токи в расплавленном металлическом веществе, этим может объясняться поле диполя. Быстрые изменения земного магнитного поля можно в общем приемлемо объяснить быстрыми изменениями в расплавленном ядре Земли.

Если магнитные поля планет образуются в результате динамо-эффекта, то тогда можно ожидать, что напряженность поля будет коррелировать с периодом вращения планеты. Это оказалось действительно так для тех трех планет, для которых известны значения напряженности магнитного поля (табл. 40).

Таблица 40

Периоды вращения планет и напряженность магнитного поля

Планета	Период вращения (экваториальный)	Напряженность поля на поверхности (экватор), га
Меркурий*	88 ^d	—
Венера	240 ^d 7	< 0,03
Земля	23 ^h 55 ^m 4 ^s , 1	0,31
Марс	24 ^h 37 ^m 22 ^s , 5	—
Юпитер	9 ^h 50 ^m 30 ^s	2—5
Сатурн	10 ^h 14 ^m	—
Уран	10 ^h 49 ^m	—
Нептун	15 ^h 40 ^m	—
Плутон	16 ^h	—

* См. примечание на стр. 377. — Прим. ред.

ЛИТЕРАТУРА

- Две прекрасные обзорные статьи с обширной библиографией:
1. Wildt R., in *Planets and Satellites*, eds. G. P. Kuiper, B. M. Middlehurst, The University of Chicago Press, 1961, pp. 159—212. (Русский перевод: Планеты и спутники, под ред. Дж. Койпера и Б. Миддлхерста, М., ИЛ, 1963.)
 2. De Marcus W. C., in *Handbuch der Physik*, Bd. 52, ed. S. Flugge, Springer-Verlag OHG, Berlin, 1959, S. 419—448.

К разд. 15.1 и 15.2

См. [1, 2, 9] гл. 2.

К разд. 15.3

См. главным образом [1] и многие статьи, цитированные там.

К разд. 15.4

- См. [1, 2], а также методическую дискуссию, касающуюся вопросов детального построения моделей, в работах
3. Bullen K. E., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc., Geophys. Suppl.*, 6, 50 (1950).
 4. Bullard E., in *The Earth as a Planet*, ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, Chicago, 1954, pp. 57—137.

К разд. 15.5

Три дискуссии о моделях строения планет земной группы содержатся в работах:

5. Jeffreys H., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc., Geophys. Suppl.*, 4, 62 (1937).
6. Ramsey W. H., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 108, 406 (1948); 111, 427 (1951).
7. Bullen K. E., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 110, 256 (1950).

Более современное рассмотрение вопроса, включающее обсуждение деталей термических свойств, изложено в статье

8. MacDonald G. J. F., *J. Geophys. Res.*, 67, 2945 (1962).

К разд. 15.6

См. особенно [1, 2], а также обширную дискуссию, посвященную Урану и Нептуну, в работе

9. De Marcus W. C., Reynolds R. T., *Cong. Colloq. Univ., Liège*, 24, 51 (1962).

Интересное обсуждение вопроса о внутреннем строении Юпитера можно найти в работе

10. Örik E. J., *Icarus*, 1, 200 (1962).

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

- Обзор данных по массам и радиусам планет приведен в работе
11. Козловская С. В., *Бюлл. Инст. теоретич. астрофиз.*, 9, № 5 (108), 320 (1963).

Современные представления о строении Земли собраны в работе

12. Гутенберг Б., *Физика земных недр*, пер. с англ., М., ИЛ, 1963.

Обзор данных о Луне см. в работе

13. Левин Б. Ю., *Строение Луны*, *Астрон. ж.*, 43, № 3, 606 (1966).

Вопросы прямых (сейсмических) исследований Луны см. в работе

14. Жарков В. Н., Берикашвили В. Ш., Оснач А. И., *Проблемы геофизики и исследования Луны*, *Астрон. ж.*, 43, № 3, 622 (1966).

Поверхности планет

Начало космических полетов и исследований космоса возродили интерес к наблюдениям поверхностей планет; в предшествующие десятилетия в этой области прогресс был относительно мал. В астрономии в начале нашего столетия упор был перенесен от исследования солнечной системы к звездной вселенной отчасти потому, что были открыты другие галактики, стало более понятным строение звездных атмосфер и звезд, были определены размеры и форма Галактики, а отчасти потому, что планетная астрономия зашла в некоторый тупик. Последнее было результатом разочарования, так как гигантские телескопы, которые были построены в Йеркской, Ликской и Маунт Вилсоновской обсерваториях, не оправдали возлагавшихся на них надежд. Оказалось, что, несмотря на прекрасную оптику, эти огромные инструменты только иногда разрешали тонкие детали немногим лучше, чем меньшие инструменты. Телескопы в 1830 г. имели разрешающую способность $0''.5$, к 1930 г. она редко была лучше $0''.4$. Стало ясно, что причиной ограничения возможностей оптики являются атмосферные эффекты, определяющие качество изображения; атмосфера искажает изображение и не позволяет различать мелкие детали даже в самый спокойный день. Почти повсеместно качество изображения очень редко бывает настолько хорошим, чтобы преимущества большого телескопа были полностью использованы.

К счастью, на земном шаре существует несколько исключительных мест, где качество изображения необычно высокое; недавние успехи в изучении деталей поверхностей объектов солнечной системы достигнуты благодаря наблюдениям, проведенным именно в таких местах. Но, кроме деталей поверхностей, представляют интерес и другие характеристики планет. Такие доступные наблюдения интегральные свойства диска планеты, как альbedo, цвет, температура и другие, дают богатую информацию; вместе с тем качество изображения не так существенно при изучении этих параметров. Тем не менее будущее исследований поверхностей планет зависит от наблюдений, которые будут выполнены на высокогорных или, что еще лучше, на внеземных обсерваториях.

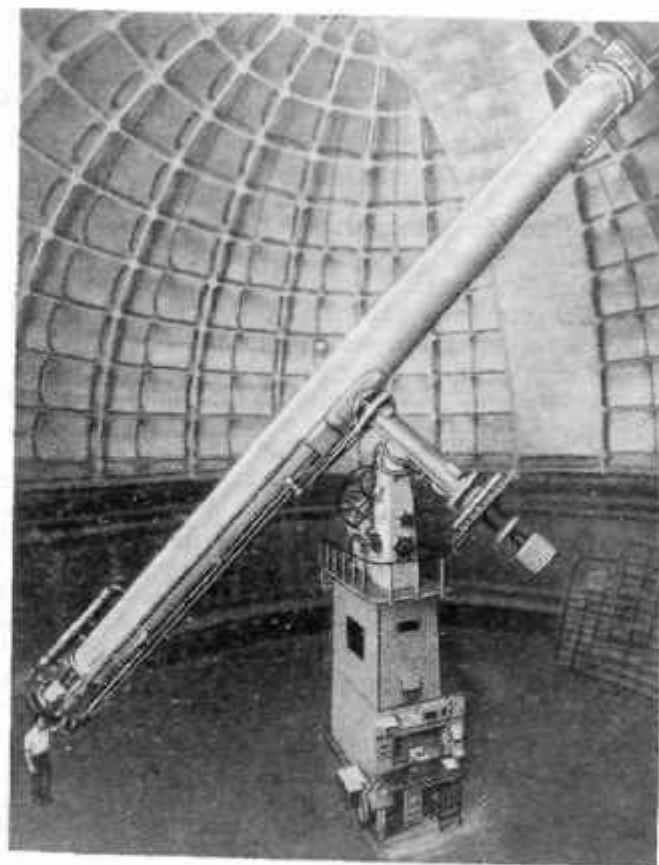


Рис. 141. 36-дюймовый рефрактор Ликской обсерватории. Типичный телескоп, использовавшийся в течение долгого времени для наблюдений планет.

16.1. МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ

Методы наблюдения планет в целом несколько отличаются от принятых методов изучения звезд. Квалифицированные визуальные наблюдения, кинематография и измерения с помощью термпары — вот методы, которыми почти исчерпываются возможности планетной астрономии.

Детали поверхности

Как ранее, так и в настоящее время визуальные наблюдения играют существенную роль в открытии и исследовании деталей

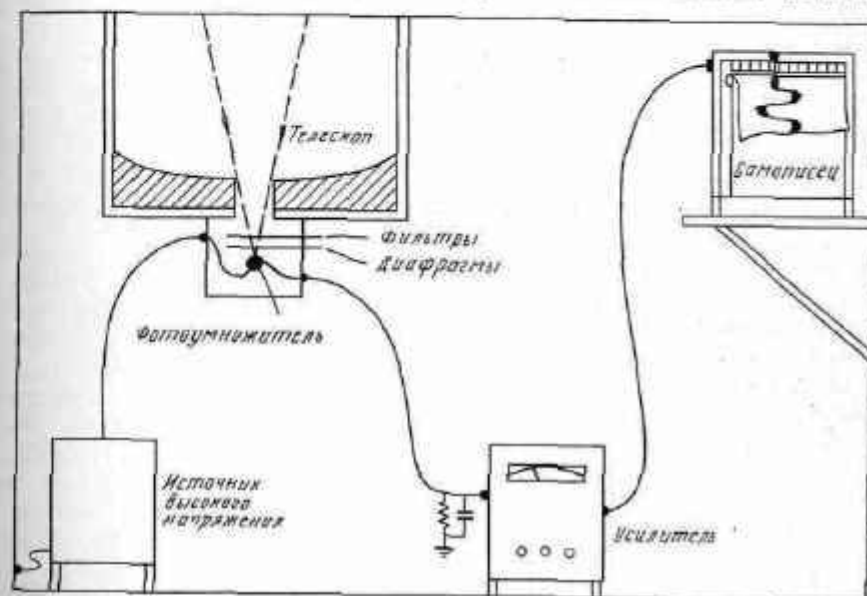
поверхностей планет. Глаз отличается быстрой реакцией и высокой способностью различать детали и поэтому работает при больших увеличениях более эффективно, чем обычная фотографическая пластинка. Например, визуально наблюдатели обнаруживают на Меркурии детали, которые очень редко бывают видны на фотографиях. Точно так же на поверхности Марса визуально открыто больше деталей, чем с помощью фотокамеры. Однако следует упомянуть, что человеческий глаз может оказаться и ненадежным инструментом. Если работать на самом пределе видимости, глазу иногда видится больше деталей, чем на самом деле можно различить; например, временами глаз связывает в прямые линии детали, которые в действительности представляют собой просто размытые пятна. История визуальных наблюдений, в особенности наблюдений Марса, полна неподтвердившимися и воображаемыми деталями.

Фотография. При фотографических наблюдениях поверхности планет обнаруживается меньше деталей, но они более надежны, чем визуальные. Изображения планет часто увеличивают с помощью отрицательной линзы, а время экспозиции и размер изображения выбираются для данной эмульсии такими, чтобы достичь наибольшего контраста при фотографировании тонких деталей. Время экспозиции обычно составляет доли секунды для Венеры и несколько секунд для больших планет. Часто приходится делать множество снимков, прежде чем получится один хороший, так как для получения снимка планеты со многими деталями необходимо, чтобы качество изображения оставалось превосходным на протяжении всего времени экспозиции.

Иногда качество изображения определяется зернистостью фотоэмульсии, а не разрешающей способностью телескопа или состоянием атмосферы. В этом случае качество изображения может быть улучшено с помощью наложенных отпечатков. Для этого отбираются наилучшие фотографии, полученные в данный отрезок времени; все они последовательно впечатываются на один и тот же отпечаток, так что получается сложение всех изображений. Разрешение не улучшается, но зернистость в значительной степени уменьшается. Чтобы получить максимальное число снимков во время длительного периода хороших изображений, иногда используется кинокамера.

Фотоэлектрическая фотометрия. Такие интегральные свойства, как видимая звездная величина и цвет, могут быть измерены для всех планет фотоэлектрически. Фотоэлектрический фотометр (рис. 142) состоит из чрезвычайно чувствительного к свету фотумножителя, в котором при проектировании на него изображения планеты генерируется слабый электрический сигнал. Этот сигнал

во много раз усиливается электронным услителем и записывается, а затем путем сравнения со стандартными звездами преобразовывается в звездную величину и цвет. В принципе такое устройство может быть эффективным также при точном определении цвета и разностей интенсивности излучения различных частей диска планеты. До сих пор фотоэлектрические наблюдения деталей



Р и с. 142. Схема приставки с фотоэлектрическим фотометром для телескопа кассегреновского типа.

поверхностей планет еще не очень распространены из-за невысокого качества изображения; дополнительные трудности вызваны очень маленькими размерами изображений планет.

Спектроскопия. Спектрографы широко используются не только для исследования планетных атмосфер, но также и для изучения природы различных деталей поверхности, таких, как полярные шапки Марса. Для этих задач вполне пригодна спектрофотометрия, особенно инфракрасная.

Температура

Температура тел солнечной системы может быть определена путем измерения интенсивности их излучения в различных длинах волн, при этом следует вычесть интенсивность отраженного сол-

лучного света. Распределение энергии в спектре отраженного солнечного света почти идентично солнечному, а благодаря высокой температуре Солнца оно существенно ограничено областью длин волн от 0,3 до 3 мк. Излучение от более холодных планет сконцентрировано в длинноволновой области, грубо говоря, между 2 и 30 мк. Таким образом, в далекой инфракрасной области измеряется практически только тепловое излучение самой нагретой планеты.

Для определения температур планет используются три метода: измерения с помощью термпары и болометра, инфракрасная спектрофотометрия и измерения радионизлучения в сантиметровом диапазоне.

Измерения с помощью термпары. Впервые термпару успешно использовал для астрономических измерений температуры Росс в 1869 г. на 36-дюймовом рефлекторе. За прошедшие сто лет методика таких наблюдений была разработана в совершенстве, в особенности на обсерваториях Маунт Вилсон и Ловелловской. Найдено, что наилучшей термпарой является термопара, одно плечо которой сделано из висмута, а другое — из висмута с примесью 5% олова. Такую термпару можно сделать очень чувствительной, поместив ее в вакуум. Эта термопара в состоянии определить даже столь низкую температуру, как температура темной стороны Луны (120° К). Обычный метод разделения излучения планеты и отраженного солнечного излучения состоит в использовании стеклянной пластинки, отсекающей более короткие волны, или водяного фильтра, отсекающего длинноволновую часть спектра; затем производится сравнение с энергией, измеренной без всяких фильтров. При этом калибровка характеристик прибора должна быть выполнена с большой осторожностью, поправка за влияние коэффициента пропускания атмосферы должна определяться точно, особенно в связи с изменяющимся содержанием водяных паров в земной атмосфере.

Спектрофотометрия. Инфракрасная спектрофотометрия может быть выполнена с помощью термпары или другого приемника излучения со специальными узкополосными инфракрасными фильтрами или же с призменным спектрометром. Недавно, например, таким методом были произведены подробные измерения температуры различных деталей Марса. Результаты исследования с помощью спектрофотометрического метода оказались в хорошем согласии с более ранними измерениями, выполненными с помощью термпар.

Радиоизмерения. Радиотелескопы (рис. 143) могут обнаружить тепловое излучение планет в сантиметровом диапазоне. У Венеры,

например, радиоспектр в области от 3 до 10 см подобен спектру черного тела, имеющего температуру примерно 600° К. Возможности методики, которая позволяет расширить измеряемую часть



Рис. 143. Параболический радиотелескоп Лаборатории космических исследований Калифорнийского университета.

теплого излучения планет вплоть до такой длинноволновой области, несколько ограничены размером планет, их температурой, а также расстоянием до них.

Поляризация

Визуальные поляриметры. Измерения поляризации света на поверхностях планет осуществлялись визуальными, фотографическими и фотоэлектрическими методами. Лио разработал методы измерения степени поляризации света малых площадок поверхностей планет с помощью визуального поляриметра, в котором в качестве анализатора использовалась двоякопреломляющая призма; в фотометре видны полосы во всех тех местах поверхности планеты, где отраженный свет поляризован. Градуировка осуществляется с помощью введения на пути лучей поляроидной пленки, которая компенсирует инструментальную поляризацию. Точность визуальных фотометров типа Лио замечательна: может быть обнаружена ничтожная поляризация в 0,001 (0,1%). Преимуществом визуального способа является возможность обнаружить поляризацию на площадках всего лишь в несколько секунд дуги.

Фотографические поляриметры. Фотографические поляриметры совершенствовались параллельно с визуальными инструментами, но не нашли широкого применения в планетных исследованиях. Их преимущество состоит в том, что они способны обнаружить поляризацию объектов, гораздо более слабых, чем те, которые можно исследовать визуально.

Очень точные поляризационные измерения могут быть выполнены с помощью недавно разработанных фотоэлектрических поляриметров.

Радиоизлучение

Радиотелескопы достаточных размеров, имеющие достаточно малое поле зрения и большую чувствительность приемника, могут быть использованы для изучения теплового и нетеплового радиоизлучения по крайней мере некоторых планет, в частности Меркурия, Венеры, Марса, Юпитера и Сатурна.

Радиоизлучение Юпитера имеет специфический характер. Большую часть спектра излучения Юпитера нельзя представить излучением черного тела при какой-то одной температуре, скорее оно должно иметь нетепловое происхождение, так как найденные значения температуры меняются от 150° К у 3 см примерно до 50 000° К у 68 см. Ради исследования свойств этого исключительно интересного излучения, а также долго- и короткопериодических изменений, возникающих в радиоизлучении Юпитера, были созданы специальные антенны, уникальные приемники и вычислительное оборудование.

16.2. МЕРКУРИЙ

Меркурий, самая внутренняя планета, одна из наиболее трудных для наблюдения вследствие того, что она никогда не бывает дальше 28° от Солнца. Наблюдения поверхности Меркурия производятся почти исключительно в дневное время.

Звездная величина

Видимая звездная величина планеты характеризует ее размеры и отражательную способность. Измеренные звездные величины используются в качестве основных данных при вычислении альбедо планет, а также для обнаружения и определения короткопериодических изменений яркости, которые коррелируют с периодом вращения, или долгопериодических изменений, имеющих эволюционную природу. Гаррис ввел обозначение $V(1,0)$, представляющее визуальную абсолютную звездную величину планеты, вычисленную для единичного расстояния от Солнца и Земли (1 а.е.) и для угла фазы, равного нулю. Таким образом, видимая звездная величина есть

$$V = V(1, 0) + 5 \lg rd + \Delta m(\alpha), \quad (1)$$

где r — расстояние планеты от Солнца, d — расстояние от Земли и $\Delta m(\alpha)$ — поправочный член, учитывающий изменение с фазой.

Звездная величина Меркурия, определенная Данжоном, равна $V(1,0) = -0,36$. Он нашел очень небольшие изменения этой величины при различных положениях планеты, возможно, потому, что Меркурий всегда обращен к Солнцу одной и той же стороной*; только либрация может вызвать такие изменения. Насколько мы знаем, теневая сторона Меркурия может иметь совершенно другие отражательные свойства, чем освещенная Солнцем полусфера.

Альбедо

Альбедо планеты было определено Бондом как отношение доли светового потока, отраженного планетой во всех направлениях, к полному потоку солнечного излучения, падающему на планету. Значение альбедо меняется примерно от 1,0 для самых светлых планет до менее чем 0,1 для самых темных. Наблюдаемое значение для Меркурия составляет 0,056 — это наименьшая величина среди всех планетных альбедо. Оно несколько неопределенно, так как диаметр Меркурия трудно измерить точно. Такое очень низкое значение, почти равное альбедо Луны (0,067), означает, что поверхность Меркурия покрыта очень темным веществом, столь же черным, как темный базальт.

* См. примечание на стр. 377. — Прим. ред.

Цвет

Цвет Меркурия трудно измерить точно, так как планета всегда близка или к Солнцу, или к горизонту. Гарди нашел, что показатель цвета в Персеевой системе Мак-Дональда равен $B - V = 0,93$. Соответствующая величина для Солнца составляет $B - V = 0,63$. Здесь B и V — звездные величины в синих и визуальных лучах соответственно, определенные стандартным способом. Таким образом, свет, отраженный Меркурием, несколько краснее, чем падающий на него солнечный. То же наблюдается и у Луны, цвет которой очень похож на цвет Меркурия. Койпер нашел, что Меркурий относительно очень ярок в далекой инфракрасной области (2 мк) — значительно ярче, чем любая другая планета. Это обусловлено высокой температурой поверхности Меркурия, что и определяет значительное излучение планеты в этой области длин волн.

Фазовые эффекты

В своем изменении яркости с фазой Меркурий также похож на Луну. Этому вопросу посвящено очень мало исследований, тем не менее ход яркости, аналогичный лунному, настолько хорошо установлен, что мы можем сделать заключение, что поверхность Меркурия, подобно поверхности Луны, существенно неровная и неровности эти малого масштаба. Таким образом, неровности, вероятно, представляют собой преимущественно детали поверхности размером порядка нескольких сантиметров.

Детали поверхности

При идеальных условиях (если наблюдать с наиболее выгодного места в наиболее выгодное время) на освещенной Солнцем стороне Меркурия можно обнаружить некоторые довольно неясные, диффузные детали (рис. 144). Их можно видеть изю дня в день. Эти детали заносились на карты на протяжении более 50 лет, причем форма их оставалась по существу одной и той же. Детали представляют собой большие диффузные области, из-за которых планета при наблюдении в телескоп очень похожа на видимую невооруженным глазом Луну с ее темными морями. Детали фотографировались на обсерватории Пик дю Миди; фотографии, особенно полученные методом наложения отпечатков, подтверждают выполненные на основе визуальных наблюдений схематические зарисовки поверхности. По оценке Дольфюса, Меркурий не может быть более гористым, чем Луна, так как иначе можно было бы видеть тени от гор на терминаторе. Возможно, что Меркурий значительно менее горист, чем Луна, т. е. такой же, как Марс. Луна и Земля — единственные тела солнечной системы, про которые известно, что они обладают обширными горными массивами. Существуют некоторые

доказательства (основанные на фазовом эффекте, обнаруженном Петтитом и Никольсоном при измерениях температуры), что та сторона Меркурия, которая видна при западной элонгации, несколько менее шероховата, чем противоположная. Возможно, это обусловлено тем, что сторона, видимая при западной элонгации, меньше подвергается ударам метеоритов.

Тот факт, что одни и те же детали видны на поверхности планеты изю дня в день и их положение остается почти неизменным относительно терминатора, означает, что период вращения Меркурия

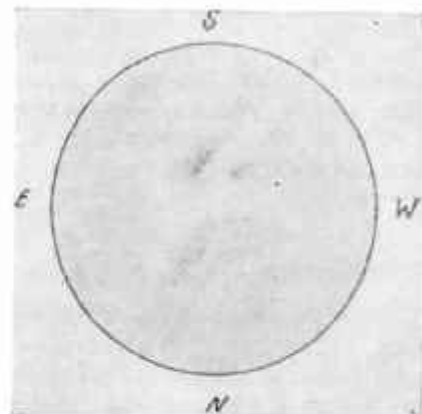


Рис. 144. Рисунок Меркурия, выполненный на основе зарисовок, производившихся Скиапарелли, Лео и Дольфюсом.

вокруг собственной оси равен его периоду обращения вокруг Солнца*. С точностью до эффекта либрации и наклона к эклиптике можно считать, что к Солнцу всегда обращена одна и та же сторона планеты.

Дольфюс показал, что современные фотографии можно точно согласовать со старыми зарисовками, если предположить, что плоскость орбиты наклонена на 6° к экватору; последний определяется через полюс вращения. Таким образом, времена года на Меркурии должны быть слабо выражены, а в полярных областях Солнце восходит и заходит один раз в меркурианский год. Изменение температуры в некоторой умеренной зоне на солнечной стороне планеты, вероятно, определяется больше изменением расстояния Меркурия от Солнца, чем непосредственно сезонными эффектами.

* Согласно радиолокационным измерениям, изрытость поверхности Меркурия несколько больше изрытости Луны, а период его вращения составляет около 59 суток. Переработка всех имеющихся визуальных наблюдений показала, что период вращения Меркурия составляет $58,4 \pm 0,4$ суток, что хорошо согласуется с радиолокационными данными (см., например, W. E. Mc Govern, S. H. Gross, S. I. Rasoel, Nature, 208, № 5008, 375, 1965). — Прим. ред.

Температура

Путем измерений с термпарой, выполненных при различных фазовых углах, Петтит и Никольсон определили температуру подсолнечной точки Меркурия равной 613°K (340°C). Они не смогли измерить температуру других точек диска из-за очень малого размера изображения и плохих условий видимости, искажающих изображение. Температура, несомненно, убывает с увеличением расстояния от подсолнечной точки к области сумерек. Зона сумерек Меркурия занимает довольно широкую полосу, которая попеременно то освещается Солнцем, то попадает в темноту, в результате чего температура быстро меняется. Температура темной стороны планеты еще не измерена; вероятно, она не намного выше абсолютного нуля. Темная сторона Меркурия может нагреваться только за счет внутренних радиоактивных источников и столкновений с метеоритами или за счет теплопроводности от дневной стороны планеты.

Поляризация

Измерения поляризации солнечного света, отраженного от Меркурия, проводили Лيو и Дольфус на Пик дю Миди. Наблюдения поляризации всего диска, выполненные Лео, чрезвычайно хорошо согласуются с измерениями, выполненными для Луны. Поляризация меняется от 0 при фазе в 20° до максимума, составляющего 7% при фазе в 100° (фаза есть угол между лучом зрения и линией, соединяющей планету и Солнце). Большое сходство с поляризационной кривой для Луны означает, что оптические свойства поверхности Меркурия подобны лунным (см. гл. 19). Дольфус обнаружил тенденцию некоторого увеличения поляризации в темных областях Меркурия; этот эффект замечен и у Луны. Вероятно, поверхность Меркурия покрыта слоем тонкой пыли, подобной той, которая покрывает лунную поверхность. Этого и следовало ожидать, так как Меркурий непрерывно обстреливается большими и маленькими метеоритными частицами, из-за столкновений с которыми его поверхность должна быть неровной и покрыта пылью.

16.3. ВЕНЕРА

Атмосфера Венеры столь непрозрачна, что поверхность планеты совершенно недоступна наблюдениям с Земли, за исключением, может быть, редких моментов разрывов в облаках. Тем не менее можно получить некоторые сведения о поверхности планеты, изучая интегральные свойства видимого диска.

Звездная величина

Абсолютная визуальная звездная величина Венеры, определяемая так же, как и для Меркурия, равна $V(1,0) = -4,29$. Венера много ярче Меркурия, что свидетельствует о больших размерах и большем альбедо Венеры. Нет данных о каком-либо изменении этой величины в течение 90-летнего периода измерений. Видимая звездная величина достигает временами значения $V = -4$. Венера ярче всех остальных планет.

Альбедо

Венера — прекрасный отражатель солнечного света; в визуальной области спектра ее альбедо равно 0,76; это очень много. Ее исключительная яркость на вечернем или утреннем небе обусловлена таким высоким альбедо и близостью к Земле.

Цвет

Венера немного краснее Солнца. Визуальные наблюдатели отмечают ее заметный желтоватый оттенок; фотоэлектрическое измерение цвета дает $B - V = +0,82$. Это означает, что Венера краснее Солнца, но синее, чем все планеты, за исключением Урана, Нептуна и Плутона.

Эффекты фазы

Изменение яркости Венеры с углом фазы сильно отличается от наблюдаемого у Меркурия. При освещении половины диска (фазовый угол 90°) яркость Меркурия составляет только 10% его яркости в полную фазу, а соответствующее значение для Венеры равно 25% (рис. 145). Очевидно, что отражающая поверхность Венеры не похожа на ту шероховатую поверхность, которой объясняется фазовая кривая Меркурия (и Луны). Напротив, ее свойства гораздо более близки к свойствам белой матовой поверхности, такой, которую можно ожидать, как подтверждают все данные, в случае, если видимая поверхность Венеры является границей белого облачного слоя, полностью закрывающего планету.

Детали поверхности

Венера, видимая в телескоп, обычно лишена каких-либо заметных деталей. Однако иногда, при исключительных условиях, удается увидеть и фотографировать слабые диффузные пятна, слегка более темные, чем остальная планета. Диффузные пятна можно

обнаружить только при большом опыте, терпении, тщательном исследовании, так как контраст с остальной поверхностью очень низок, много ниже, чем контраст между краем планеты и областью терминатора. Существуют некоторые данные, указывающие на то, что слабые детали по своей природе отчасти являются постоянными образованиями. Это означает либо то, что они свойственны строению атмосферных облаков, либо являются частью поверхности планеты.

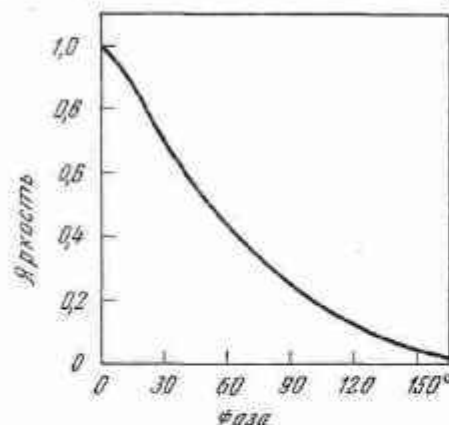


Рис. 145. Фазовая кривая Венеры (по Мюллеру).

видимой через облака. В некоторых случаях наблюдения свидетельствуют о том, что часто облака, расположенные выше этих темных образований, изо дня в день частично затмевают их, так что положение облаков не совсем стабильно.

На фотографиях, сделанных в ультрафиолетовой области спектра, вполне отчетливо видны значительно меняющиеся яркие области; их также можно заметить при визуальных наблюдениях, хотя это и труднее (рис. 146). По-видимому, яркие облака мало или совсем не связаны с большинством постоянных темных образований. Относительно большая яркость облаков в ультрафиолетовом свете может быть обусловлена тем, что они расположены выше, чем основной облачный слой, и поэтому коротковолновое излучение менее поглощается атмосферой планеты. Обычно яркие облака располагаются широкими параллельными полосами, приблизительно перпендикулярными терминатору. Временами очень яркие области простираются за терминатор, особенно вблизи концов серпа. Эти обстоятельства привели к гипотезе, предполагающей, что яркие полосы параллельны экватору Венеры; таким образом, экватор лежит приблизительно в плоскости орбиты, а яркие области вблизи концов серпа — дымка, обусловленная более низкой температурой

вблизи полюсов. Однако в наблюдениях и в их интерпретации заключено много неопределенности, и истинная природа деталей поверхности Венеры все еще неизвестна. Возможно, что уверенность

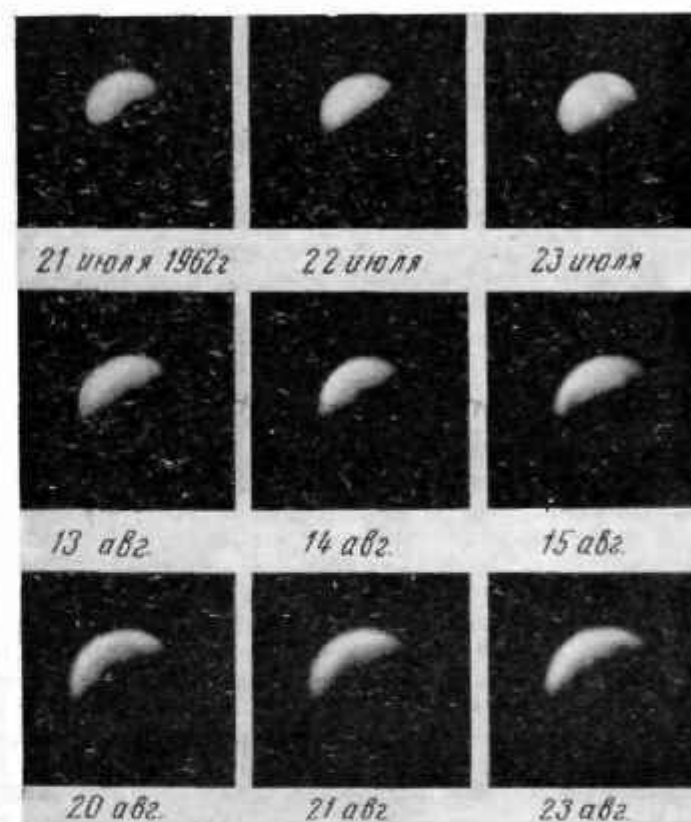


Рис. 146. Фотографии Венеры в ультрафиолетовом свете, полученные на 120-дюймовом рефлекторе Ликской обсерватории.

придет только с успешным завершением исследования планеты с помощью возвращающихся на Землю ракет как с экипажем, так и без него.

Температура

Температура Венеры измерялась как в оптическом, так и в радиодиапазоне; она оказалась зависящей от длины волны, в которой производилось измерение. Измерения с помощью термометра, для

которых использовалось окно в земной атмосфере в области между 8 и 13 мк, дали значение температуры планеты около 235°K . Эта температура обычно интерпретируется как температура верхней части облачного слоя, хотя более вероятно, что это некая средняя температура, проинтегрированная по различным глубинам в атмосфере, вблизи этого слоя.

На основе детального анализа полос двуокиси углерода в спектре Венеры в области $8000\text{ \AA}$ было получено два значения температуры. У полос видна тонкая вращательная структура; в предположении бoльцмановского распределения по уровням энергии и чисто

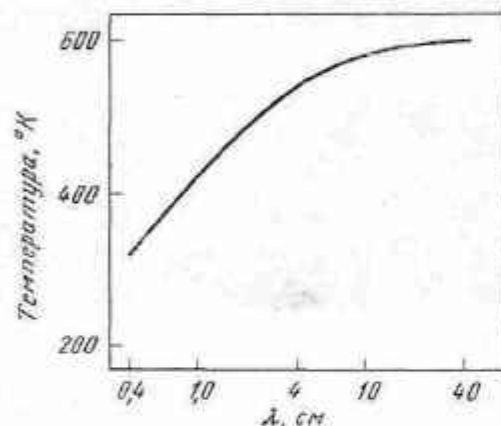


Рис. 147. Вычисленная эквивалентная температура черного тела для Венеры как функция длины волны.

изотропного рассеяния для оптически толстой атмосферы было получено значение температуры около 285°K . Кроме того, линии обнаруживают расширение вследствие давления, откуда следует, что у основания облачного слоя, где образуются полосы, температура равна 320°K .

Температура, измеренная для более длинноволновой части спектра радиоастрономическими методами, значительно отличается от температуры в инфракрасной области. В предположении, что планета излучает как черное тело, и из сравнения с кривой Планка яркости Венеры, измеренной на волне 8 мк, получаем температуру 400°K . В более длинноволновой области, между 3 и 21 см, это значение возрастает до 600°K . Таким образом, вырисовывается такая картина: измеренная температура возрастает с длиной волны, в которой производится измерение, пока не достигается область порядка 3 см. Для больших длин волн температура остается постоянной и равной 600°K (рис. 147).

Общепринятое объяснение различия температур у Венеры основывается на гипотезе, что поверхность планеты имеет температуру около 600°K и что только излучение с длиной волны, большей нескольких сантиметров, проникает сквозь атмосферу вплоть до истинной поверхности планеты. 8-миллиметровые волны, согласно этой гипотезе, приходят от верхней части облачного слоя, который, как и земные облака, непрозрачен для этих длин волн, но прозрачен для излучения с длиной волны 3 см. Измерения в инфракрасной области относятся к еще более высокому слою атмосферы, где температура колеблется в пределах $200\text{--}300^{\circ}\text{K}$, убывая с высотой.

Причиной столь высокой температуры поверхности Венеры является не только ее близость к Солнцу. Теоретически рассчитанная температура для светлого тела, обращаемого на таком расстоянии от Солнца, равна приблизительно всего лишь 325°K , если предположить, что атмосфера отсутствует. Наблюдаемая высокая температура должна быть результатом весьма действенного парникового эффекта. Солнечный свет проходит через атмосферу (несомненно, неэффективно из-за облаков) и нагревает поверхность планеты, но энергия, которая излучается нагретой поверхностью в более длинноволновой области, не уходит от планеты, так как ее атмосфера непрозрачна для инфракрасного излучения. Атмосфера Венеры, таким образом, должна иметь свойства, не отличающиеся от свойств парниковых рам: она должна быть более прозрачной для видимого света, чем для инфракрасного. Всего вероятнее, что такой эффект может объясняться поглощающим действием молекул водяного пара; непрозрачность водяного пара имеет достаточно большое значение в области спектра у 30 мк. Необходимое количество водяного пара составляет примерно 5 г в столбе атмосферы сечением 1 см^2 ; это приблизительно равно содержанию, которое наблюдается на Земле*.

16.4. МАРС

Планета Марс имеет довольно прозрачную атмосферу, что позволяет ученым видеть большинство деталей, характерных для поверхности планеты. Детали изучались в течение столетий, и в результате о них накопилась богатая литература. Марс — не легкий объект для наблюдения, но большие усилия, которые были затрачены для его астрономического исследования, вознаграждены страницей.

* Более тщательное исследование вопроса показало, что для достижения парникового эффекта при давлении у поверхности Венеры $\sim 30\text{ атм}$ необходимо содержание $\text{H}_2\text{O} \sim 100\text{ г/см}^2$ при количестве $\text{CO}_2 \sim 10^6\text{ см}\cdot\text{атм}$. При меньшем содержании H_2O и CO_2 необходимо наличие облачного слоя очень большой оптической толщи (см. C. S. Agan, J. B. Pollack, Astron. J., 71, № 3, 178, 1966). — Прим. ред.

Звездная величина

Абсолютная звездная величина Марса меняется; главным образом она зависит от того, какой стороной планета повернута к наблюдателю. Прозрачность марсианской атмосферы также подвержена изменениям; в моменты, когда наблюдается необычно большая дымка, абсолютная звездная величина бывает больше нормальной. Средняя абсолютная величина $V(1,0) = -1,52$ с амплитудой изменения около 0,15 величины. Возможно, что существуют также дополни-

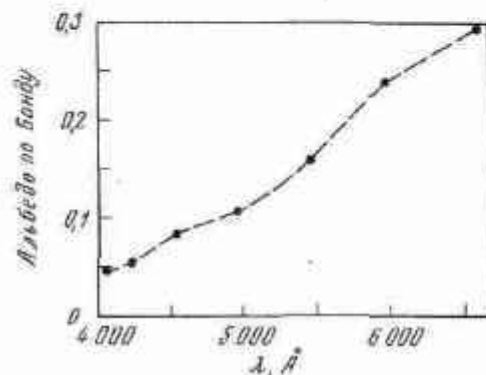


Рис. 148. Альбедо Марса в различных цветах (по Бонду).

тельные изменения в течение марсианского года вследствие сезонных вариаций, происходящих на поверхности планеты, но для того, чтобы надежно установить наличие этих изменений, нужно иметь больше наблюдений.

Альбедо

Марс гораздо лучше отражает свет, чем Меркурий, но менее эффективен в этом отношении, чем Венера. Вероятно, это следствие природы марсианской атмосферы, которая более прозрачна по сравнению с венерианской и более протяженна, чем у Меркурия. Среднее значение альбедо для визуальной области спектра равно 0,16. Альбедо изменяется с цветом (рис. 148); синий свет отражается гораздо менее эффективно, чем красный.

Цвет

Хорошо известно, что Марс красного цвета; его цвет ясно виден даже невооруженным глазом. В визуальной области спектра Марс — самая красная планета с показателем цвета $B - V = +1,36$, т. е.

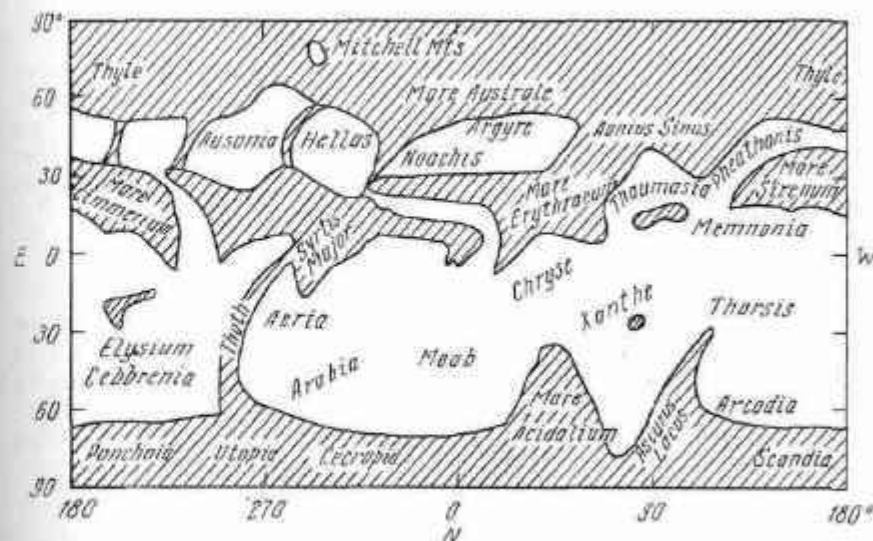


Рис. 149. Схематическая карта Марса, на которой указаны некоторые главные детали.

он на 0,71 величины краснее, чем Солнце. Такой цвет определяется веществом, из которого состоит большая часть марсианской поверхности; это вещество еще не отождествлено, но, вероятно, похоже на красные породы или пески пустынь. Интегральный цвет Марса меняется в зависимости от долготы наблюдаемой на планете области: самые яркие области близ долготы 120° оказываются и самыми красными. На этой части марсианской поверхности подозрительно мало темных образований (рис. 149).

Фазовые эффекты

Хотя Марс расположен на орбите, внешней по отношению к Земле, тем не менее из-за близости Марса к Земле наблюдаются фазы в пределах 47° . Согласно фотометрическим данным, фазовая функция линейна, т. е. наклон прямой постоянен и составляет 0,015 звездной величины на 1° . Физический смысл этой величины еще не вполне ясен, хотя, несомненно, она указывает, что поверхность Марса не похожа на поверхность Луны*.

* Анализ снимков Марса, полученных при помощи космического аппарата Маринер 4 (см. A. B. Binder, Science, 152, № 3725, 1053, 1966), показал, что Марс покрыт кратерами, весьма близкими по форме к лунным, причем плотность больших кратеров несколько ниже, чем на лунных материках. Последнее обстоятельство, по-видимому, указывает на наличие эрозионных процессов. — Прим. ред.

Детали поверхности

Поверхность Марса покрыта загадочными образованиями, природа которых в течение многих лет вызывает неослабный интерес. Большинство этих образований имеет постоянное положение на марсианской поверхности, и для определенности им даны имена. На рис. 149 приведена карта Марса, на ней указаны главные образования.

Постоянные образования

Постоянные по своему положению и по форме образования на Марсе делятся на два класса: яркие области красноватого цвета и темные области серого или зеленоватого оттенка. На некоторых участках поверхности существует тенденция к сглаживанию перехода между разными областями, в других — граница довольно резкая.

Яркие области

Большая часть марсианской поверхности покрыта яркими областями красно-оранжевого оттенка. Существует пять соображений, касающихся природы этих ярких областей; все они свидетельствуют в пользу того, что природа этих областей напоминает пустыню, хотя нет полного согласия относительно вещества, из которого состоит поверхность этих областей.

1. Красноватый цвет позволяет предположить, что области покрыты тем же веществом, что и каменные пустыни, основной минерал которых богат окисью железа (например, Fe_2O_3).

2. Койнер нашел, что спектры ярких областей в близкой инфракрасной области подобны спектру фельзита — изверженной породы, состоящей главным образом из полевого шпата (который содержит алюминиевые силикаты, включающие калий, натрий, кальций или барий).

3. Поляризационные кривые, полученные Дольфусом, являются сильным свидетельством в пользу того, что яркие области покрыты пылью или песком. Дольфус считает, что по поляризационной кривой можно точно опознать вещество, которым покрыта поверхность. В результате своих экспериментов он остановился на минерале лимоните ($\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$), который, если его превратить в мелкий порошок, очень близок по своим поляризационным свойствам к ярким марсианским областям*.

* В. В. Шаронов (см. Известия Комиссии по физике планет, выпуск 2, Изд. Харьковского гос. университета, 1960, стр. 30) показал, что материалы Марса по светлоте и фактору желтизны весьма близки к окисленным формам лимонита. — Прим. ред.

4. Изменения температуры, происходящие на Марсе, могут дать дополнительную информацию о веществе поверхности. Синтон и Стронг измеряли температуру с помощью 100- и 200-дюймовых телескопов. На основании полученных записей они смогли определить изменения температуры в зависимости от местного времени (табл. 41). Эти измерения представляют самостоятельный интерес и, кроме того, позволяют также вычислить *тепловую инерцию*

Таблица 41

Температура Марса

Изменения температуры на экваторе в течение марсианских суток в июле 1954 г. (по Синтону и Стронгу)

Местное время	07 ^h	08 ^h	09 ^h	10 ^h	11 ^h	12 ^h	13 ^h	14 ^h
Температура, °K	213	235	259	276	289	294	294	285

Среднее изменение температуры между перигелием и афелием (по Петтиту)

	Подсолнечная точка	Край диска	Южная полярная шапка
$T_{\text{пер}}, ^\circ\text{K}$	300	279	221
$T_{\text{аф}}, ^\circ\text{K}$	273	254	201

поверхности, обычно выражаемую в виде $(K\rho c)^{1/2}$, где K — теплопроводность, ρ — плотность и c — удельная теплоемкость вещества поверхности. Полученное ими значение 0,004 очень низко. Обычные породы дают значения около 0,05, а песок и пыль — приблизительно 0,01. Отсутствие влажности уменьшает тепловую инерцию, так что марсианское значение 0,004 — это как раз то, что можно ожидать для сухой пыльной или песчаной поверхности.

5. Наконец, на Марсе часто наблюдаются пылевые или песчаные бури; некоторые из них охватывают почти всю планету. Бури наблюдаются в виде диффузной желтой дымки, частично или полностью закрывающей обычно видимые образования. Такая огромная пылевая буря, какая наблюдалась в 1956 г., когда на всей поверхности Марса нельзя было различить ни одной детали, может возникнуть только на исключительно сухой, пыльной и пустынной поверхности. Таким образом, почти несомненно, что яркие области Марса покры-

ты размельченным веществом, но является ли это вещество преимущественно фельзитом, лимонитом или чем-либо другим, еще не установлено.

Темные образования

В течение долгого времени множество сложных темных образований марсианской поверхности служили источником споров относительно их цвета, формы и природы. При большом увеличении и прекрасном качестве изображения они кажутся зеленоватыми или серыми во время марсианских осени и зимы, но становятся коричневыми весной и остаются такими летом. Визуальные наблюдения не всегда позволяют согласовать данные о цвете, вероятно из-за трудности учета контраста с соседними красными областями пустынь. Было сделано предположение, что темные образования в действительности не отличаются по цвету от остальной поверхности Марса, а лишь имеют более низкое альбедо. Это предположение противоречит детальным измерениям цвета, сделанным на основе цветных фотографий и фотографий, выполненных в различных лучах, а также сезонным изменениям цвета.

Изменения

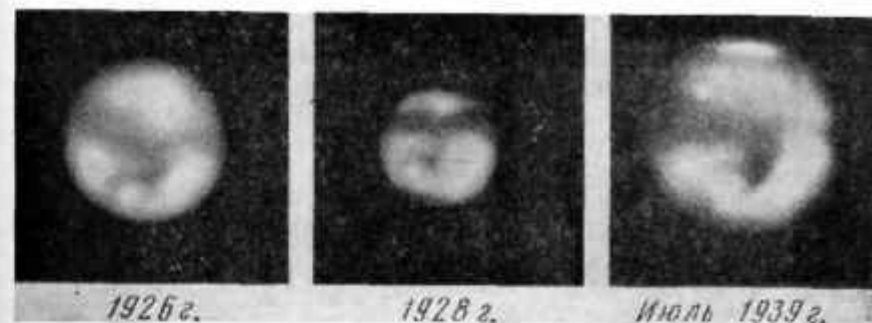
Отличительной чертой темных образований являются изменения их интенсивности и цвета. Сезонные изменения наблюдаются около 70 лет; эти изменения неизменно происходят в приведенной ниже последовательности.

Марсианская весна. В том полушарии, где начинается весна, размеры полярных шапок довольно быстро сокращаются, вокруг шапок образуется темная полоса, протяженность которой постепенно возрастает. Темные детали вблизи полюса становятся коричневыми и темнеют; эти изменения постепенно распространяются в направлении экватора.

Марсианское лето. Цвет экваториальных темных образований становится ярче, а полярная шапка почти или совсем исчезает, темные детали полярной области блекнут.

Марсианская осень. Полюс закрывается облаками или дымкой, а темные области всего полушария светлеют и становятся менее различимыми.

Марсианская зима. Полярная шапка достигает максимальных размеров, а темные области еще сильнее бледнеют, приобретая зеленовато-серый цвет.



Р и с. 150. Область Syrtis Major, видны изменения в системе каналов Thoth. Фотографии получены Райтом в 1926, 1928 и 1939 гг. на 36-дюймовом рефлекторе Ликской обсерватории.

Помимо этих сезонных изменений, темные образования времяами претерпевают беспорядочные изменения формы, цвета и интенсивности. Некоторые области, такие, как система Thoth, неоднократно и нерегулярно менялись таким образом (рис. 150).

Природа темных образований

1. Поляризационные измерения показывают, что при данной фазе темные области имеют тенденцию к уменьшению степени поляризации. Однако этот эффект заметно меняется в зависимости от времени года на Марсе, что указывает на изменения свойств темного вещества, особенно во время марсианской весны. Вести себя подобным образом могут, например, растения. Дольфус показал, что наблюдаемые различия в степени поляризации нельзя объяснить присутствием обычных земных растений, размножающихся семенами, но различие в поляризации согласуется с предположением о том, что марсианская поверхность покрыта крошечными микроорганизмами, такими, как одноклеточные водоросли.

2. Измерения температуры показали, что темные области примерно на 8° теплее, чем их окружение. Это позволяет утверждать, что темные области покрыты неким веществом с большей тепловой инерцией.

3. Интенсивность излучения в близкой инфракрасной области низка в отличие от спектров большинства земных растений. Однако Койпер отметил, что более простые и примитивные растения (например, лишайники) не отличаются в этом отношении от марсианских образований*.

* Г. А. Тихов с сотрудниками в ряде работ показали, что спектры растений весьма широко варьируют в зависимости от климатических условий и инсоляции. — Прим. ред.

4. В 1957—1960 гг. Синтон указывал, что возможным доказательством существования растительности на марсианской поверхности является обнаружение трех полос поглощения в инфракрасной области спектра вблизи 3,4 мк. Наблюдения Марса, выполненные Синтоном, несомненно доказывают существование этих полос, но есть некоторые сомнения относительно их отождествления и интерпретации. Возможным объяснением является присутствие некоего органического покрова марсианской поверхности, хотя одна из полос, быть может, создается ацетальдегидом, образующимся под действием ультрафиолетового излучения на марсианскую атмосферу*.

5. Отмечается, что частые и сильные желтые пылевые бури, несомненно, должны были засыпать и уничтожить к настоящему времени темные образования, а тот факт, что они неизменно видны, означает, что они, возможно, лежат несколько выше основного уровня поверхности и что они обладают своего рода способностью к регенерации.

6. Последнее предположение, касающееся природы образований, основывается на сезонных изменениях их цвета и интенсивности. Эти изменения можно очень просто объяснить предположением о растительном покрове: весной, во время таяния полярных шапок, возрастает содержание водяных паров в атмосфере этого полушария, чем может вызвать изменение цвета примитивного растительного покрова, или, возможно, такие изменения определяются в большей степени ростом температуры с приходом весны.

Мы привели шесть рассуждений, касающихся природы марсианских темных образований. Все они согласуются с предположением о существовании на поверхности Марса примитивной растительной жизни, возможно микроскопических организмов. Можно предложить и другие объяснения — минералогические или вулканические, и они примерно так же хорошо согласуются со всеми этими данными. Возможно, что жизнь на Марсе существует, но пока еще нет абсолютно убедительных доказательств этого. Отсутствие измеримого количества кислорода (см. гл. 18) в атмосфере Марса, так же как и низкие ночные температуры, свидетельствуют против возможности существования развитой жизни в земном смысле слова.

Каналы

В XIX в. наблюдавшие Марс астрономы иногда видели слабые полосы или линии, пересекающие поверхность. Итальянский астроном Скиапарелли в 1877 г. нанес на карту эти линии и назвал

* Инфракрасные полосы поглощения при 3,58 и 3,69 мк в спектре темных областей Марса (полосы Синтона), считающиеся указанием на наличие органических молекул, принадлежат молекулам H₂O земной атмосферы (D. G. Rea, B. T. O'Leary, W. H. Sinton, Science, 147, 3663, 1286, 1965). — Прим. ред.

их canali; впоследствии они стали известны как марсианские каналы. Исключительно обширные исследования марсианских каналов были проведены астрономом Персивалем Ловеллом на его обсерватории в Аризоне. В результате 25-летних наблюдений Марса Ловелл нанес на карту его поверхности свыше 600 каналов. Некоторые каналы кажутся двойными, многие линии в месте пересечения образуют, по рисункам Ловелла, круглые оазисы; считалось, что все они представляют собой очень тонкие прямые линии. По оценке Ловелла, их ширина составляет только 2—3 км. Он отметил также, что во время таяния полярных шапок каналы постепенно темнеют. Ловелл полагал, что эти наблюдения доказали существование жизни, достаточно разумной для того, чтобы возводить инженерные сооружения. Согласно нарисованной им картине, марсиане построили искусственные водные ирригационные каналы для того, чтобы подвести воду полюсов к засушливым марсианским пустыням.

Теперь известно, что ловелловская интерпретация каналов не может быть правильной, так как в тонких полярных шапках или где-либо на Марсе нет достаточного запаса воды, чтобы поддерживать такую глобальную ирригационную систему. Во всяком случае многие астрономы полагают, что подробности, наблюденные Ловеллом, сомнительны, так как очень немногие способны видеть марсианские каналы, какими их изобразил Ловелл. Полагают, что детали представляют собой не тонкие прямые линии, а довольно неправильные группы пятен или границы между областями, слегка отличающимися по яркости. Нет сомнения, что наиболее заметные каналы, которые наблюдаются визуально, могут быть сфотографированы (рис. 151), однако их истинная природа остается нерешенной загадкой.

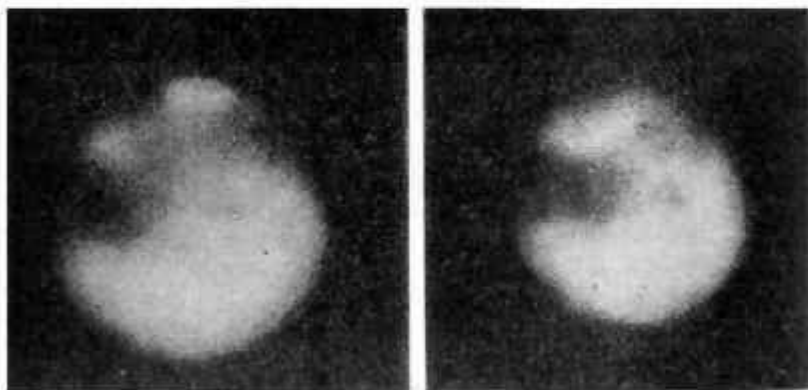
Полярные шапки

Обычно наиболее заметными деталями марсианской поверхности являются белые сверкающие полярные шапки. Уже давно они ассоциируются с подобными же ледяными полярными шапками Земли. Зимой белые шапки целиком закрывают марсианские полярные области, часто они имеют большие угловые размеры, охватывая дугу протяженностью до 60°. В это время полярные шапки занимают области около 10° км². С приходом весны они постепенно сокращаются, пока почти совсем не исчезнут в середине лета (рис. 152). На рис. 153 показано нормальное сокращение южной полярной шапки Марса со сменой времен года.

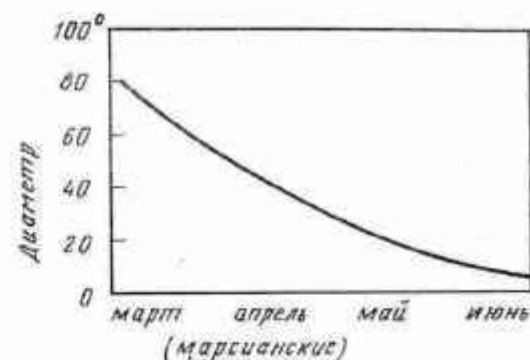
Часто как визуально, так и на фотографиях видно, что кайма вокруг полярной шапки темнеет и эта темная полоса сжимается вместе с полярной шапкой. Часто видны также неправильные белые пятна, которые отделяются от основной шапки и остаются за границей сжавшейся шапки. Примером могут служить так называемые



Р и с. 151. Области Марса Mare Acidaliun и Mare Erythraeum, сфотографированные в красных лучах на 200-дюймовом рефлекторе Обсерватории Маунт Паломар.



Р и с. 152. Две фотографии области Tharsis на Марсе. Левая получена в 1924 г. во время марсианской весны у южного полюса, правая фотография — в 1926 г. во время марсианского лета на 35-дюймовом рефлекторе Ликской обсерватории.



Р и с. 153. Нормальный ход сокращения южной полярной шапки в течение марсианской весны и лета (по Слайферу).

Горы Митчелла*, расположенные вблизи южного полюса Марса; их интерпретируют как возвышенности на поверхности Марса (рис. 154).

Спектроскопические измерения, выполненные Койпером в инфракрасной области спектра, показывают, что марсианские полярные

Р и с. 154. Обычный вид Гор Митчелла.



шапки, вероятно, состоят из льда. Однако из-за отсутствия достаточного количества водяных паров в марсианской атмосфере лед не образует ледников (см. гл. 18), а та быстрота, с которой тают полярные шапки, свидетельствует о том, что лед там подобен снегу и толщина его слоя не превышает 1 см.

Облака

Два типа марсианских образований были отождествлены с атмосферными облаками из-за их преходящего характера. Эти типы образований отличаются друг от друга цветом: одни из них белые, другие желтые. Белые облака наблюдаются преимущественно в ограниченных районах; часто они закрывают околополярные области, особенно поздней осенью и зимой. Считают, что эти облака ответственны за образование полярных шапок зимой. Белые облака видны также на марсианском терминаторе; полагают, что в это

* В качестве интерпретации участков повышенной яркости на некоторых снимках, переданных Маринером 4, указывается на возможное присутствие льда на возвышенностях (R. B. Leighton, B. C. Murray, R. P. Sharp, J. D. Allen, R. K. Sloan, Science, 149, 3684, 627, 1965). — Прим. ред.

время образуется утренний и вечерний туман (рис. 155). Кроме того, некоторые небольшие области марсианской поверхности, такие, как область Tharsis, обычно покрыты облаками этого типа. Поляризационные измерения довольно уверенно показывают, что эти облака состоят из кристаллов льда, как земные перистые облака.

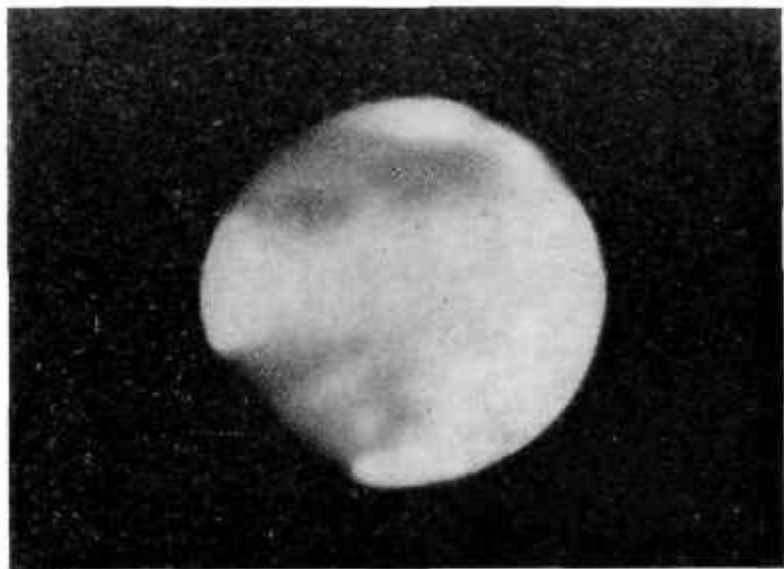


Рис. 155. Облака над полярными областями и у терминатора Марса, сфотографированные в синих лучах на 200-дюймовом рефлекторе Обсерватории Маунт Паломар.

Желтые облака часто покрывают значительные области в течение ряда дней, а иногда, как это было в 1956 г., они полностью затмевают детали поверхности на всей планете. Желтые облака, вероятно, представляют собой пылевые бури, поднятые сильными ветрами над большими площадями. Было также высказано предположение, что желтые облака есть результат вулканической активности на марсианской поверхности. Поляризационные измерения желтых облаков показывают общее убывание степени поляризации с увеличением непрозрачности облака. Нельзя сделать определенного вывода о природе желтых облаков на основе измерений их поляризации, однако эти измерения, по-видимому, не находятся в противоречии с гипотезой, предполагающей, что желтые облака есть пылевые бури.

Как правило, облака марсианской атмосферы хорошо заметны на пластинках, снятых в синих лучах, на которых темные образования обычно неразличимы. Иногда общая непрозрачность марси-

анской атмосферы к синим лучам на короткое время уменьшается. Такое уменьшение непрозрачности носит название *синего прояснения* марсианской атмосферы.

Температура

При благоприятном для наблюдений противостоянии Марса представляется возможность измерить температуру различных частей марсианского диска. Эти измерения показали, что температура в течение марсианского дня даже на экваторе колеблется в очень широких пределах, изменения достигают 80 или 100° С. Измерения показали также, что температура на марсианском полюсе очень низка и равна примерно 200° К. В табл. 41 приведены выполненные в разное время измерения температуры на экваторе; кроме того, таблица иллюстрирует изменения температуры между перигелием и афелием. Марсианские температуры, за исключением температуры в полдень на экваторе, неутешительно низки. Это, однако, не исключает возможности существования некоторой примитивной жизни.

16.5. ЮПИТЕР

Нет смысла говорить о твердой *поверхности* планеты Юпитер, так как она никогда не наблюдалась, возможно, даже не существует. Следовательно, в этом разделе мы так же, как и в случае Венеры, ограничимся рассмотрением видимого диска. Детали на диске Юпитера наблюдать много проще, чем на Венере, и эти детали очень подробно изучались в течение 300 лет со времени их открытия. Благодаря большим размерам Юпитера изучение деталей его поверхности осуществляется сравнительно легко, несмотря на его большую удаленность.

Звездная величина

Абсолютная звездная величина Юпитера имеет среднее значение $V(1,0) = -9,45$, т. е. больше, чем у всех остальных планет. По-видимому, звездная величина слегка меняется в зависимости как от фазы вращения, так и от фазового угла Солнца. Эти изменения фотоэлектрически определены еще недостаточно уверенно.

Альbedo

Альbedo Юпитера по Бонду считается равным примерно 0,73. Из-за отсутствия наблюдений для больших фазовых углов альbedo по Бонду рассчитывается теоретически по наблюдаемому геометрическому альbedo, которое в видимой области спектра составляет 0,44. Однако точно не известно, как атмосфера и облака рассеивают свет в направлениях, отличных от направления падения излучения.

Цвет

Юпитер имеет несколько более красный цвет, чем Солнце, но не такой красный, как Марс. Его показатель цвета $B - V$ почти идентичен показателю цвета Венеры. Тщательные измерения цвета Юпитера показали, что эта характеристика слегка меняется и зависит от цвета облачных полос, видимых в момент наблюдения. Полосы облаков обладают широким диапазоном цветов от глубокого синего и зеленого до красного и оранжевого.

Детали поверхности

Видимая поверхность облачного слоя Юпитера покрыта сложной системой деталей различных типов (рис. 156). Наиболее заметны темные полосы, протянувшиеся параллельно экватору на различных широтах. Существуют также пятна и неправильные образования, некоторые из них постоянные, а многие имеют временный характер. Принятая терминология для обозначения более или менее постоянных деталей приведена на рис. 157; темные параллельные пояса называются полосами, а светлые области между ними — зонами.

Полосы

Хотя широты, на которых расположены полосы, имеют тенденцию несколько меняться в течение длительного периода времени, тем не менее полосы Юпитера наблюдаются с удивительным постоянством в течение многих лет. То, что полосы параллельны экватору, имеют большую длину, узки и несколько меняют форму, а также то, что их период вращения зависит от широты, позволяет предположить, что они представляют собой облачные образования, вытянутые благодаря быстрому вращению находящейся под ними планеты. Обычно время от времени в полосах и зонах видны различного вида разрывы, пятна и выбросы. Причины этих изменений в полосах Юпитера неизвестны, но предполагается, что «спусковым механизмом», возможно, служит внешнее воздействие, такое, как падение метеорита или солнечные вспышки.

Большое Красное Пятно

Замечательной деталью поверхности Юпитера является большое овальное обычно красноватое пятно, постоянно наблюдаемое по крайней мере с 1830 г. Оно называется Большим Красным Пятном; загадочность еще увеличивается из-за особенности его поведения. Максимальные размеры пятна составляют около 10 000—40 000 км, по форме оно почти идеальный эллипс. Красное Пятно темнее по краям и окружено concentричной белесоватой областью. Его цвет и интенсивность иногда меняются, хотя обычно оно темно-красное. Длина пятна переменна, хотя ширина совершенно постоян-



Рис. 156. Фотография Юпитера в синих лучах, полученная на 200-дюймовом рефлекторе Обсерватории Маунт Паломар. Вверху видны спутник Ганимед и его тень.

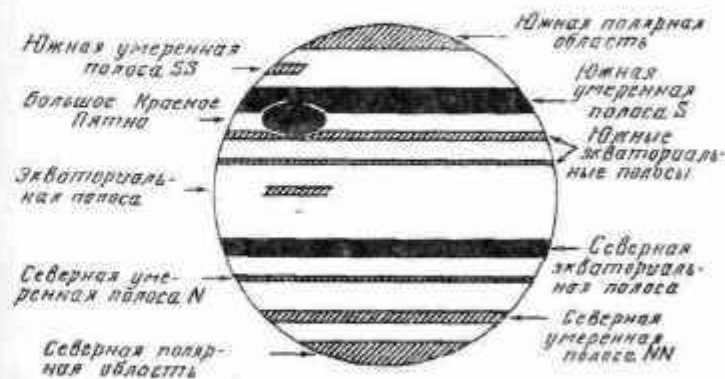


Рис. 157. Обозначения поясов облачного слоя Юпитера. Сравните с рис. 156.

на в течение последних 130 лет. Возможно, что наиболее загадочной характеристикой является его движение. В отличие от большинства других пятен, наблюдаемых на поверхности Юпитера, период обращения Большого Красного Пятна переменен. Он меняется в пределах около 12 сек (от 9 час 55 мин 32 сек до 9 час 55 мин 44 сек). Это означает, что Большое Красное Пятно дрейфует по долготе относительно соседних деталей диска Юпитера. Рис. 158 иллюстрирует величину этого дрейфа за последние 100 лет.

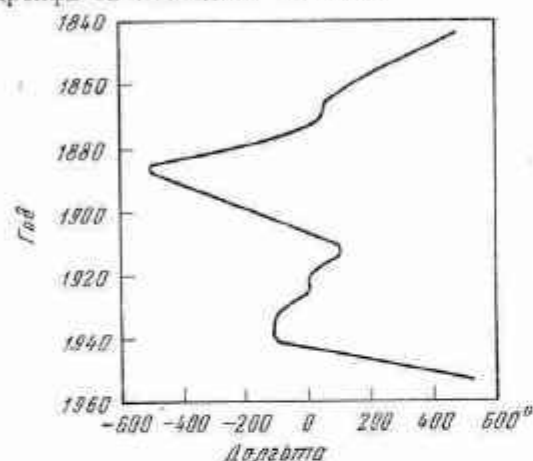


Рис. 158. Изменение долготы Большого Красного Пятна на протяжении 120 лет (по Пикку).

Существует много гипотез, касающихся природы Большого Красного Пятна и причин его неизменности, но до сих пор нет ни одного полностью удовлетворительного объяснения. Постоянство Красного Пятна может быть объяснено, если предположить, что оно возникло в результате взаимодействия метеорологических факторов с постоянным образованием на твердой поверхности Юпитера, но это не объясняет изменения периода вращения. Последнее, по-видимому, в действительности является доказательством того, что Красное Пятно плавает в атмосфере, потому что окружающие детали временем ускоряют его движение. Например, деталь, знаменитая в начале XX в., — так называемое южное тропическое возмущение — двигалась с периодом более коротким, чем Большое Красное Пятно, и, по-видимому, во время своей наибольшей активности влияла на движение пятна.

Поляризация

Считают, что видимая поверхность Юпитера представляет собой облачный слой, покрытый прозрачной атмосферой (см. гл. 17).

Если это так, то следует ожидать, что поляризация диска будет сильно возрастать с фазовым углом и должна очень сильно зависеть от длины волны излучения, а именно процент поляризованного света P должен быть пропорционален λ^{-4} . Однако измерения показали, что для Юпитера зависимость поляризации от длины волны слаба. Кроме того, было найдено, что степень поляризации максимальна на полюсах Юпитера и убывает почти до нуля вблизи экватора.

Таблица 42

Данные о поверхностях планет

Планета	$V(1,0)$	Альбеда по Бонду (видимые лучи)	$B-V$	Детали поверхности
Меркурий	-0,36	0,056	0,93	Нерегулярные детали
Венера	-4,29	0,76	0,82	Диффузные пятна
Марс	-1,52	0,16	1,36	Сложный комплекс деталей
Юпитер	-9,45	0,73	0,83	Параллельные полосы
Сатурн	-8,88	0,76	1,04	Параллельные полосы
Уран	-7,19	0,93	0,56	Полосы ?
Нептун	-6,87	0,84	0,41	?
Плутон	-1,01	0,14	0,80	?

Отдельные образования, такие как полосы и Большое Красное Пятно, не отличаются по степени поляризации от окружающих областей. Физическая интерпретация этих результатов наблюдений поляризации трудна, но Дольфус полагает, что если облака атмосферы покрыты протяженным тонким слоем дымки, состоящей из частиц диаметром $\sim 1 \mu$, то все наблюдения могут быть объяснены. Возможно, такими частицами являются капельки, образующиеся при плавлении льда, или другой жидкости, которые обвязаны своим существованием солнечному излучению, поскольку более высокая поляризация на полюсах Юпитера свидетельствует о том, что таких частичек там нет.

16.6. ВНЕШНИЕ ПЛАНЕТЫ

Характеристики видимых поверхностей внешних планет Сатурна, Урана, Нептуна и Плутона суммированы в табл. 42; для сравнения приведены характеристики других планет. Из-за большой удаленности внешних планет от Земли о поверхностях этих планет и их деталях мало что известно. Только для Сатурна, который

имеет полосы, похожие на полосы Юпитера (рис. 159), но более диффузные и труднее наблюдаемые, мы знаем период вращения, определенный по видимым деталям поверхности. Но даже этот период

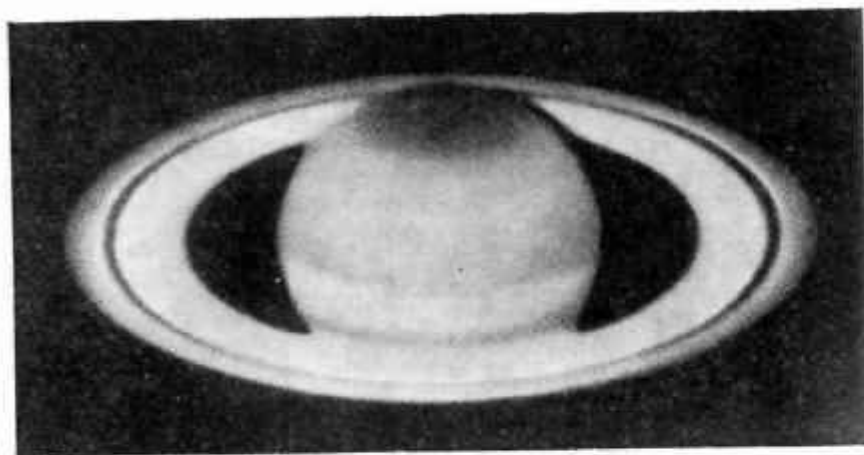


Рис. 159. Сатурн и его кольца. Фотография получена на 100-дюймовом рефлекторе Обсерватории Маунт Вилсон.

известен недостаточно точно. Планета Уран, возможно, имеет полосы, подобные полосам Юпитера и Сатурна, но их чрезвычайно трудно разглядеть. На поверхности планеты Нептун мало что видно, а диск Плутона даже трудно обнаружить*. Вероятно, наиболее интересное образование среди всех существующих на четырех внешних планетах — это система колец Сатурна. Так как кольца скорее относятся к спутникам, мы рассмотрим их в гл. 19.

16.7. ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕМПЕРАТУРА

Можно вычислить температуры планет в предположении, что как Солнце, так и планеты излучают как черное тело. Уравнение (2) разд. 3.1 дает нам связь между температурой и потоком излучения. Согласно этому уравнению, полная энергия, излучаемая Солнцем, есть произведение площади его поверхности на $\sigma T_{\odot}^4$, т. е.

$$\sigma T_{\odot}^4 \cdot 4\pi R_{\odot}^2, \quad (1)$$

* Оценка диаметра Плутона по покрытиям звезд (J. Halliday, R. H. Hardie, O. G. Franz, J. B. Priser, Publ. Astron. Soc. Pacific, 78, 461, 113, 1966) дает наиболее вероятное значение 5500 км, верхний предел 6800 км, нижний 2000 км. — Прим. ред.

где $R_{\odot}$ — радиус Солнца. Таким образом, доля солнечной энергии, достигающая некоторой планеты радиусом R_p и удаленной от Солнца на расстояние r , есть просто

$$\sigma T_{\odot}^4 \cdot 4\pi R_{\odot}^2 \frac{\pi R_p^2}{4\pi r^2} = \frac{\sigma T_{\odot}^4 \pi R_p^2 R_{\odot}^2}{r^2}. \quad (2)$$

Планета отражает некоторую часть солнечного излучения и поглощает остальное; это зависит от полного альбедо планеты A . Доля поглощенной энергии есть

$$\frac{(1-A) \sigma T_{\odot}^4 \pi R_p^2 R_{\odot}^2}{r^2}. \quad (3)$$

В случае равновесного состояния это выражение должно также определять долю излучаемой планетой энергии (в более длинноволновой области, конечно). Для быстро вращающейся планеты, у которой излучение ее светлой и темной сторон равно, уравнение (2) разд. 3.1 приводит к соотношению

$$4\pi R_p^2 \sigma T_p^4 = \frac{(1-A) \sigma T_{\odot}^4 \pi R_p^2 R_{\odot}^2}{r^2}. \quad (4)$$

Температура планеты тогда будет

$$T_p = \frac{T_{\odot} R_{\odot}^{1/2} (1-A)^{1/4}}{(2r)^{1/2}}. \quad (5)$$

Для медленно вращающейся планеты, такой, как Меркурий, большая часть излучения образуется на освещенной Солнцем стороне; таким образом, излучающая площадь составляет половину приведенной выше, и мы имеем

$$T_p = \frac{T_{\odot} R_{\odot}^{1/2} (1-A)}{2^{1/4} r^{1/2}}. \quad (6)$$

Сравнение температур, вычисленных таким способом, с измеренными дано в табл. 43, согласно кажется удивительно хорошим.

Таблица 43

Температуры планет

Планета	Температура, °K		
	быстрое вращение	медленное вращение	измерения
Меркурий	441	525	610—1100
Венера	325	373	600
Марс	218	259	250
Юпитер	102	122	150
Сатурн	76	90	88—106
Уран	49	58	—
Нептун	40	47	—
Плутон	42	50	—

Расхождения определяются главным образом влиянием атмосфер планет, которые могут (как, например, у Венеры) создавать аномально высокие температуры, или же тем, что излучение поверхностей отличается от излучения черного тела. Влияние атмосферы сильно зависит от ее строения (см. гл. 17 и 18). Возможно, что тепло, генерируемое внутри планет, может частично объяснить аномальный нагрев больших планет (см. гл. 15).

Аппроксимация излучения планет излучением черного тела полезна также при предсказании длины волны света, излучаемого планетой. Одно из приближенных выражений для излучения черного тела, закон Вина, имеет вид

$$\lambda_{\max} = \frac{A}{T}, \quad (7)$$

где $\lambda_{\max}$ есть длина волны, в которой интенсивность излучения максимальна, T — температура и $A = 0,2897$ в системе СГС. Для планет, температуры которых ограничены интервалом $100-600^\circ \text{К}$, длины волн, в которых достигается максимум интенсивности излучения, заключены в пределах $50\,000-300\,000 \text{ \AA}$, т. е. лежат в далекой инфракрасной и радиообласти. Следует напомнить, что $\lambda_{\max}$ есть максимум кривой интенсивности, построенной только как функция длины волны. Если построить зависимость от частоты, то максимум излучения будет несколько отличаться от того, что даст уравнение (7).

ЛИТЕРАТУРА

Хороший общий обзор проблем солнечной системы и прекрасная библиография даны в книге

1. Planets and Satellites, eds. G. P. Kuiper, B. M. Middlehurst, The University of Chicago Press, 1961, ch. 8—12, 15—17. (Русский перевод: Планеты и спутники, под ред. Дж. Койпера и Б. Миддлхерста, М., ИЛ, 1963.)

Более популярное изложение планетной астрономии можно найти в книге

2. Whipple F. L., Earth, Moon and Planets, Harvard University Press, Cambridge, Mass., 1963.

Происхождение различных деталей поверхности планет обсуждается в книге

3. Urey H. C., The Planets, Yale University Press, New Haven, Conn., 1952.

К разд. 16.1

Методы наблюдений описаны в книге

4. Mieszkowski G. P., Sinton W. M., Tools of the Astronomer, Harvard University Press, Cambridge, Mass., 1961.

К разд. 16.2

См. [1].

К разд. 16.3

Довольно популярное описание исследований, посвященных Венере, дано в книге

5. Moore P., The Planet Venus, The Macmillan Company, New York, 1959. (Русский перевод: П. Мур, Планета Венера, М., ИЛ, 1961.)

К разд. 16.4

Существует много популярных книг о Марсе; исторический интерес представляет книга

6. Lowell P., Mars as the Abode of Life, The Macmillan Company, New York, 1908. (Русский перевод: Ловелл П., Марс как обитель жизни, 1911.)

Прекрасная серия фотографий Марса с подробным описанием видимых деталей поверхности приведена в работе

7. Sipher E. C., Mars, Sky Publishing Corporation, Cambridge, Mass., 1962.

Рассмотрение многих проблем Марса дано в книге

8. Vanouleurs G., Physics of the Planet Mars, Faber & Faber, Ltd., London, 1954. (Русский перевод: Ж. Вокюлер, Физика планеты Марс, М., ИЛ, 1962.)

Два популярных изложения проблемы:

9. Moore P., Guide to Mars, Muller, London, 1960.
10. Richardson R. S., Exploring Mars, McGraw-Hill Book Company, New York, 1954.

Читателю следует обращаться к трудам многочисленных астрономических симпозиумов, которые публикуются достаточно часто и которые дадут гораздо более свежие сведения, чем книги, упомянутые выше.

К разд. 16.5

Довольно полное описание деталей поверхности Юпитера есть в книге

11. Peck B. M., The Planet Jupiter, Faber & Faber, Ltd., London, 1958.

К разд. 16.6

Книга, в которой исследования планеты Сатурн рассматриваются в историческом плане:

12. Alexander A. F. O. D., The Planet Saturn, The Macmillan Company, New York, 1962.

Внешние планеты довольно подробно обсуждаются в [1].

Дополнительная литература

13. Шаронов В. В., Природа планет, Физматгиз, 1958.
 14. Шаронов В. В., Планета Венера, изд-во «Наука», 1965.
- Обзор результатов радионаблюдений планет см. в работе
15. Кузьмин А. Д., Успехи физ. наук, 90, вып. 2, 393 (1966).

ГЛАВА 17

Атмосферы планет юпитеровой группы

Четыре планеты юпитеровой группы обладают протяженными атмосферами, состоящими главным образом из легких газов. Лучшие сведения о структуре и химическом составе атмосферы Юпитера, ближайшей к нам и самой большой планеты этой группы. Поэтому большая часть этой главы будет посвящена преимущественно Юпитеру; атмосферы других планет рассматриваются в последнем разделе.

17.1. СПЕКТРЫ

Спектры планет юпитеровой группы представляют собой отраженный солнечный спектр с наложенными на него полосами поглощения молекул водорода, метана и аммиака (рис. 160). Общее количество метана в атмосфере Юпитера над непрозрачным слоем облаков может быть определено по интенсивности полос; найдено:

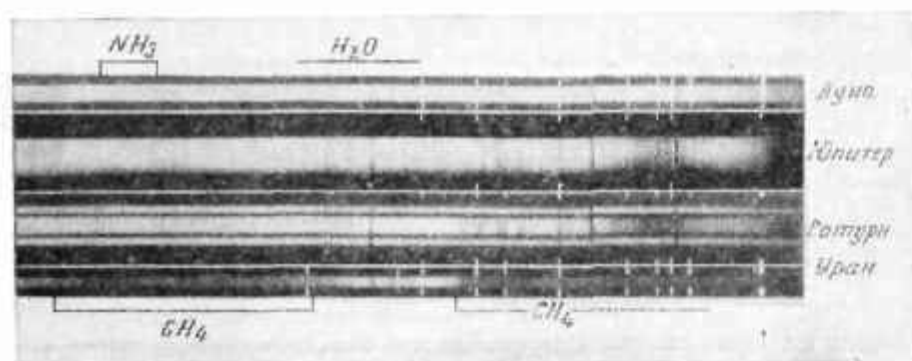


Рис. 160. Спектры Юпитера, Сатурна с кольцами и Урана в области от 7500 до 8800 Å; в качестве сравнения приведен спектр Луны. Полосы H_2O — земного происхождения. Полосы NH_3 и CH_4 образуются в атмосферах планет. Спектры получены на 120-дюймовом рефлекторе Ликской обсерватории в фокусе куде.

что оно приблизительно равно 11 г/см^3 . Это немного: полное количество метана составляет только $6 \cdot 10^{20} \text{ г}$, т. е. около $3 \cdot 10^{-10}$ всей массы Юпитера. Количество аммиака еще меньше — только $0,53 \text{ г/см}^3$. Линии водорода были открыты лишь в 1962 г.; определенное по этим линиям количество водорода оказалось значительным, оно более чем в 100 раз превышает количество метана.

17.2. ШКАЛА ВЫСОТ

Количественное представление о структуре атмосферы Юпитера было получено по ослаблению излучения звезды π Овна во время покрытия ее Юпитером в 1952 г. Ослабление света звезды происходит, как показали измерения цвета, главным образом вследствие рефракции, которой подвергается свет звезды в планетной атмосфере, так что изменение интенсивности в ходе затмения непосредственно связано с распределением газа в атмосфере планеты.

Если в атмосфере выполняется условие гидростатического равновесия

$$dP = -g\rho dr \quad (1)$$

и справедливо уравнение состояния идеального газа

$$P = \frac{k\rho T}{\mu m_H} \quad (2)$$

то можно определить шкалу высот H из соотношения

$$H = \frac{kT}{\mu g m_H} \quad (3)$$

В этих уравнениях P — давление, g — локальное ускорение силы тяжести, ρ — плотность, r — планетоцентрическое расстояние, k — постоянная Больцмана, μ — средний молекулярный вес, выраженный в единицах массы атома водорода m_H (разд. 3.3). Если мы разделим (2) на (1) и проинтегрируем, то полученное выражение даст изменение давления с высотой

$$P(r) = P(r_0) \exp \left[- \int_{r_0}^r \frac{dr}{H} \right] \quad (4)$$

Если g , T и μ практически не зависят от r , получаем, что

$$P(r) \approx P(r_0) \exp \left[- \frac{r - r_0}{H} \right] \quad (5)$$

Таким образом, по изменению давления или плотности с высотой можно определить шкалу высот. Значение H , найденное из наблюдения покрытия звезды π Овна, равно 8 км.

17.3. ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ АТМОСФЕРЫ ЮПИТЕРА

По спектроскопическим данным достоверно известно, что в атмосфере Юпитера содержатся молекулы H_2 , CH_4 и NH_3 . Могут присутствовать также другие инертные газы; однако гелий, например, невозможно обнаружить спектроскопически, даже если он и есть в атмосфере. Наличие гелия можно установить, но с помощью других более косвенных доказательств.

Средний молекулярный вес атмосферы можно определить, воспользовавшись экспериментальным значением шкалы высот. Из уравнения (3) имеем

$$\mu = \frac{kT}{Hgm_H}; \quad (1)$$

таким образом мы можем найти μ , зная шкалу высот и температуру. Величина T для атмосферы может быть оценена по совокупности данных измерений в инфракрасном и радиодиапазонах и теоретическим температурным профилям. Результаты определений заключены в пределах от 86 до 130° К, что приводит к среднему молекулярному весу $\mu = 3.3$ и 5.0 соответственно. Трудность определения температуры объясняется тем фактом, что только некоторые области инфракрасного спектра планеты доступны измерениям.

Измерения можно проводить только в окнах прозрачности земной атмосферы. В других областях спектра излучение Юпитера может отличаться от ожидаемого, так как излучение планеты, имеющей подобную атмосферу, вероятно, плохо аппроксимируется излучением черного тела.

Средний молекулярный вес порядка 4 означает преобладание в атмосфере легких составляющих, таких как молекулярный водород ($\mu = 2$) и гелий ($\mu = 4$). Однако количественный химический состав атмосферы Юпитера остается точно не известным. Несомненно, что либо водород, либо гелий — наиболее обильные составляющие; возможно, что следующим по обилию в атмосфере является неон (ненаблюдаемый). Содержание метана и аммиака незначительно, а других газов, таких как H_2O , CO_2 , C_2H_6 и C_2H_4 , которые могли бы быть обнаружены спектроскопически, если бы они присутствовали в атмосфере, несомненно нет в атмосфере в сколь-нибудь значительном количестве. Лучистый перенос в планетных атмосферах (очевидно связанный с интерпретацией спектров и химического состава) обсуждается в разд. 18.10.

17.4. ТЕМПЕРАТУРА

Интенсивность излучения Юпитера в инфракрасной области (измеренная в окне прозрачности земной атмосферы от 8 до 14 мк) соответствует излучению черного тела при температуре 130° К

(с точностью около 10° К). Температура, измеренная с помощью радиотелескопов на волне 3 см, равна 135° К. Эти значения несколько выше, чем температура, которую следует ожидать, если учитывать только воздействие солнечного излучения (разд. 16.7); для Юпитера такая температура равна 102° К. Расхождение может определяться либо внутренними источниками тепла, либо, возможно, парниковым эффектом, который в свою очередь создается диссоциацией молекул CH_4 или NH_3 и, вероятно, H_2O . В настоящее время нельзя с уверенностью утверждать, какой именно процесс имеет место.

Измерения в области 8—14 мк, несомненно, дают температуру верхней части слоя аммиака, так как аммиак сильно поглощает в этой области спектра. Температура, определенная по радиоизлучению, относится примерно к тому же уровню.

17.5. МОДЕЛИ АТМОСФЕРЫ

В 1934 г. Вильдт отметил, что плотность атмосферы Юпитера должна очень быстро возрастать с глубиной, так что твердая или жидкая поверхность не может находиться на очень большой глубине под облачным слоем. Чтобы оценить эту глубину, необходимо знать химический состав, температуру и ход плотности и давления в нижней атмосфере. Согласно оценкам, негелевая оболочка Юпитера помещается где-то между 100 и 500 км ниже видимого облачного слоя. Твердая поверхность может быть просто молекулярным водородом, затвердевшим под действием давления.

На рис. 161 показана модель атмосферы Юпитера, основанная на расчетах Койпера, предполагающих преобладание водорода. Более современные модели, основанные на учете влияния на строение атмосферы энергии, освобождающейся при конденсации аммиака и водяных паров, приведены на рис. 162. Из рисунка видно, что эти модели приводят к большему градиенту давления и меньшему градиенту температуры, чем более ранние. На основе последней модели предсказано, что существует облако кристаллического аммиака (видимая поверхность) толщиной около 50 км; под облаком лежит область, где жидкий аммиак может выпасть в виде дождя. Ниже под действием более высоких температур и давления образуется слой газообразного аммиака. Конечно, водород и гелий являются все же главными составляющими этой части атмосферы. Возможно, что существуют также облака из водяного льда, расположенные на несколько километров ниже облаков аммиака, затем, еще ниже, — вода в виде дождя и водяные пары.

Структура атмосферы Юпитера над видимым облачным слоем все еще очень гипотетична. Существуют данные, указывающие на то, что газообразный аммиак, который образует полосы в спектре

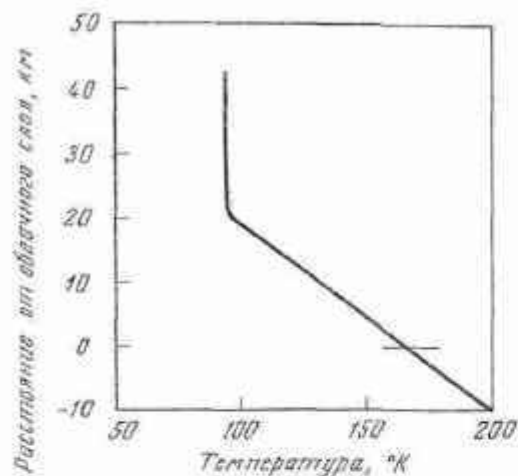


Рис. 161. Одна из первых моделей термического строения атмосферы Юпитера (по Койперу).

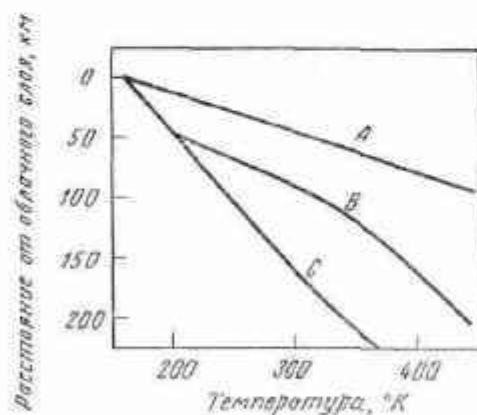


Рис. 162. Три модели термического строения нижней части атмосферы Юпитера. Кривая А построена для случая сухой адиабаты, кривая В — для атмосферы с примесью 1% NH_3 , кривая С — для 2% NH_3 (по Галле).

атмосферы Юпитера, иногда имеет более медленную (на 3—8 км/сек) скорость вращения, чем поверхность облачного слоя, что, по-видимому, вызывает появление сдвиговых волн со сверхзвуковыми скоростями. Наблюдаемый в спектре Юпитера наклон линий

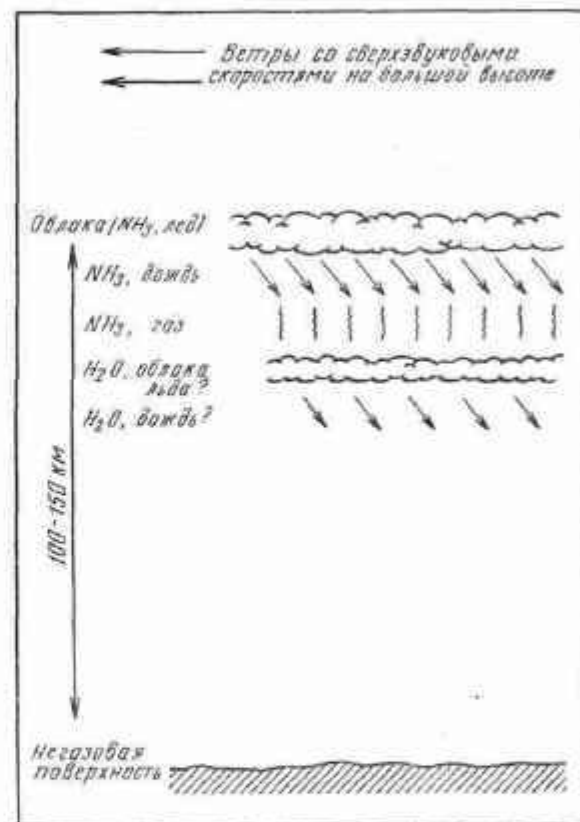


Рис. 163. Схема возможного строения атмосферы Юпитера.

ампика, вызванный вращением планеты, меняется со временем: иногда он равен наклону линий солнечного спектра, отраженных от планеты, иногда он много меньше. На рис. 163 схематически представлена современная модель строения атмосферы Юпитера.

17.6. НЕТЕПЛОВОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ

Радиоизлучение Юпитера на длинах волн короче 4 см подобно радиоизлучению черного тела при температуре 130° К. Однако

поток излучения, наблюдаемый в диапазоне волн от 5 см примерно до 1 м, много больше, чем предсказанный в случае теплового излучения. Вычислено, что на волне 10 см температура соответствующего черного излучателя равна 600°K , а на 31 см она возрастает приблизительно до $10\,000^\circ\text{K}$. Ясно, что излучение Юпитера в дециметровом диапазоне имеет нетепловую природу. На рис. 164 показан спектр Юпитера в микроволновом диапазоне, иллюстрирующий существование нетепловой компоненты излучения.

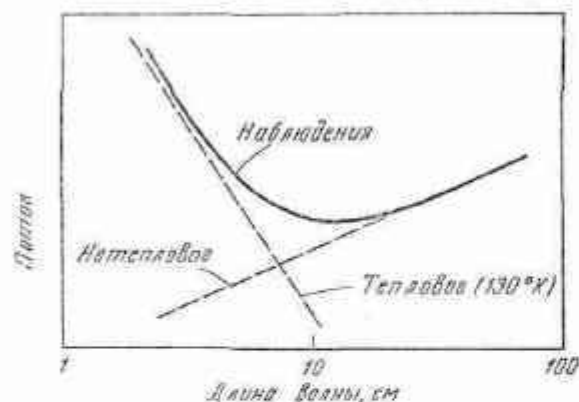


Рис. 164. Сравнение спектра радиоизлучения Юпитера с тепловым излучением черного тела при температуре 130°K .

В наиболее приемлемом из выдвинутых объяснений предполагается, что дециметровое радиоизлучение обусловлено синхротронным излучением (разд. 6.2), идущим от двух радиационных поясов, окружающих Юпитер подобно радиационным поясам Земли (разд. 18.9). Интерферометрические измерения поясов показали, что они удалены от центра планеты на три радиуса Юпитера и концентрируются в экваториальной плоскости. Излучение, идущее от внешнего пояса, по-видимому, линейно поляризовано в плоскости, почти параллельной экватору. По тому, как плоскость поляризации поворачивается при вращении планеты, найдено, что радиационные пояса наклонены к плоскости экватора приблизительно на 10° ; предполагают, что такой угол составляют между собой ось вращения и магнитная ось Юпитера. Интенсивность излучения внешнего пояса коррелирует с интенсивностью солнечной активности; возбуждение радиационного пояса, по-видимому, вызывается солнечными частицами: оно усиливается через четыре дня после большого всплеска радиоизлучения на Солнце.

По наблюдаемым частотам излучения можно вычислить напряженность магнитного поля [см. уравнение (62) и (63) разд. 6.2].

Оказалось, что напряженность поля составляет приблизительно 2 гс , а оценка энергии электронов дает величину порядка 10 Мэв .

В дополнение к тепловому и синхротронному излучению радиотелескопы регистрируют сильные всплески на Юпитере в области гораздо более длинных волн. Первый радиосигнал от Юпитера был принят в 1955 г. на волне 13,6 м. На декаметровых волнах Юпитер представляет собой мощный непостоянный радиисточник со сложной структурой. Истинный механизм, вызывающий радиоизлучение, все еще неясен. В настоящее время имеется большое число наблюдений и чрезмерно много гипотез.

Излучение в декаметровом диапазоне отличается исключительной спорадичностью и внезапностью, его поведение несколько напоминает солнечные шумовые бури*. Большинство всплесков радиоизлучения продолжается от нескольких минут до нескольких часов и характеризуется сложной тонкой структурой с продолжительностью отдельных всплесков в пределах сотен секунд. Наличие корреляции с периодом вращения Юпитера показывает, что на планете существует один сильный дискретный источник и, возможно, два слабых, тогда как большинство долгот Юпитера «молчит». Период вращения источника равен $9\text{ час } 55\text{ мин } 29,37\text{ сек}$. На то, что источник каким-то образом связан с поясами радиации Юпитера, по-видимому, указывает факт совпадения долготы, на которой отмечается наибольшая активность в декаметровом диапазоне, с долготой магнитного полюса, выведенной на основе наблюдений излучения в дециметровом диапазоне.

17.7. АТМОСФЕРЫ САТУРНА, УРАНА И НЕПТУНА

Три внешние планеты юпитерской группы имеют атмосферы, подобные атмосфере Юпитера, однако отличающиеся более низкой температурой. Так, в атмосфере Сатурна большая часть аммиака выморожена, а в атмосферах Урана и Нептуна он вообще не наблюдается. В табл. 44 перечислены доступные наблюдения составляющие атмосферы всех четырех планет юпитерской группы.

Измерения доплеровских смещений в спектре Сатурна показывают, что хотя H_2 вращается, по-видимому, с той же скоростью, что и видимая поверхность планеты, CH_4 может иметь большие скорости. Спектры Урана и Нептуна интересны тем, что некоторые детали в них все еще не отождествлены. В спектрах этих планет в красной и близкой инфракрасной областях видны также широкие

* Статистический анализ всплесков декаметрового радиоизлучения Юпитера (см. R. A. Duncanson, *Planet. Space Sci.*, 13, 10, 997, 1965) указывает на корреляцию всплесков с прохождением Ио через плоскость меридиана Юпитера $\lambda_{\text{ИИ}} = 200^\circ$. — *Прим. ред.*

Таблица 44

Атмосферы планет юпитеровой группы

Планеты	Газ	Приблизительное содержание, см-ата (норм. усл.)
Юпитер	H ₂	3·10 ⁶
	CH ₄	1,5·10 ⁴
	NH ₃	7·10 ²
	He	?
Сатурн	CH ₄	3,5·10 ⁴
	NH ₃	2·10 ²
	H ₂	4·10 ⁶
	He	?
Уран	CH ₄	2,2·10 ⁵
	H ₂	9·10 ⁶
	He	?
Нептун	CH ₄	3,7·10 ⁵
	H ₂	10 ⁷

слабые линии поглощения, вероятно обусловленные H₂. Такие полосы наблюдаются в лабораторных условиях, когда H₂ реагирует под давлением с другими молекулами или с самим собой.

ЛИТЕРАТУРА

К разд. 17.1

Обзор спектроскопических исследований планетных атмосфер имеется в книге

1. The Atmospheres of the Earth and Planets, 2d ed., ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, 1952. (Русский перевод 1-го изд.: Атмосферы Земли и планет, под ред. Дж. Койпера, М., ИЛ, 1951.)

Об отождествлении молекул H₂ сообщается в двух статьях:

2. Kiess C. C., Corliss C. H., Kiess H. K., Astrophys. J., 132, 221 (1960).
3. Herzberg G., Astrophys. J., 115, 337 (1952).

К разд. 17.2

Наблюдения звезды σ Arietis и их интерпретация приведены в статье

4. Baum W. A., Code A. D., Astron. J., 58, 108 (1953).

К разд. 17.3

Строение атмосферы Юпитера со многими полезными ссылками обсуждается в статье

5. Orlik E. J., Icarus, 1, 200 (1962).

К разд. 17.4

Основные сведения о радиационной температуре Юпитера приведены в статье

6. Menzel D. H., Soblenitz W. W., Lampland C. O., Astrophys. J., 63, 177 (1926).

К разд. 17.5

Обсуждение моделей атмосферы Юпитера частично имеется в [1].

К разд. 17.6

Хорошая обзорная статья, но без ссылок помещена в отчете конференции, посвященной Юпитеру.

7. Wildt R., Smith H. J., Salpeter E. E., Sametov A. G. W., Phys. Today, 16 (5), 19 (1963).

Источники дециметрового излучения Юпитера рассмотрены в работе

8. Field G. B., J. Geophys. Res., 64, 1169 (1959).

Обзор данных о радиоизлучении Юпитера дается в статье

9. Smith A. G., Science, 134, 587 (1961).

К разд. 17.7

См. [1, 3].

Атмосферы планет земной группы

Обсуждение атмосфер Земли, Марса и Венеры должно содержать систематическое изложение основ теории и приложение этой теории в соответствующих случаях. Такой ход изложения трудно осуществим из-за огромного несоответствия в состоянии наших знаний относительно атмосфер различных планет. Наши сведения о земной атмосфере, особенно о верхней атмосфере, очень выросли за последнее десятилетие, но пока нет сравнимого прогресса в наших знаниях об атмосферах Марса и Венеры.

Поэтому мы обсудим основные характеристики земной атмосферы как прототипа для этой группы планет и затем кратко обсудим свойства атмосфер Марса и Венеры. Мы не будем подробно останавливаться на рассмотрении последних, так как состояние наших знаний по этому вопросу все еще неполное. Например, главной составляющей земной атмосферы являются молекулы азота N_2 , а главные составляющие атмосфер Марса и Венеры окончательно не установлены*. Меркурий и Плутон иногда рассматриваются как планеты, принадлежащие к земной группе; однако мы не будем обсуждать атмосферы Меркурия и Плутона, так как о них почти ничего не известно.

18.1. ТЕРМИНОЛОГИЯ

Строение атмосферы схематически показано на рис. 165. Тропосфера есть область между уровнем Земли и тропопаузой (верхней границей тропосферы), в которой температура убывает. Высота тропопаузы зависит от широты, она меняется от 7 км на высоких широтах примерно до 18 км на экваторе. Обычно считается, что стратосфера — это изотермическая область, расположенная над тропопаузой, но по этому вопросу существуют некоторые разногласия. Высота стратопаузы зависит от времени и места; часто на низких широтах над тропопаузой почти нет изотермического слоя. В этом случае тропопауза и стратопауза сливаются.

* Сейчас, по-видимому, можно считать установленным, что N_2 не является существенной компонентой атмосферы Марса. — Прим. ред.

Мезопаузой обозначается уровень (между 85 и 95 км), на котором достигается минимум температуры. Область между стратопаузой и мезопаузой — это мезосфера; здесь можно изучать химические

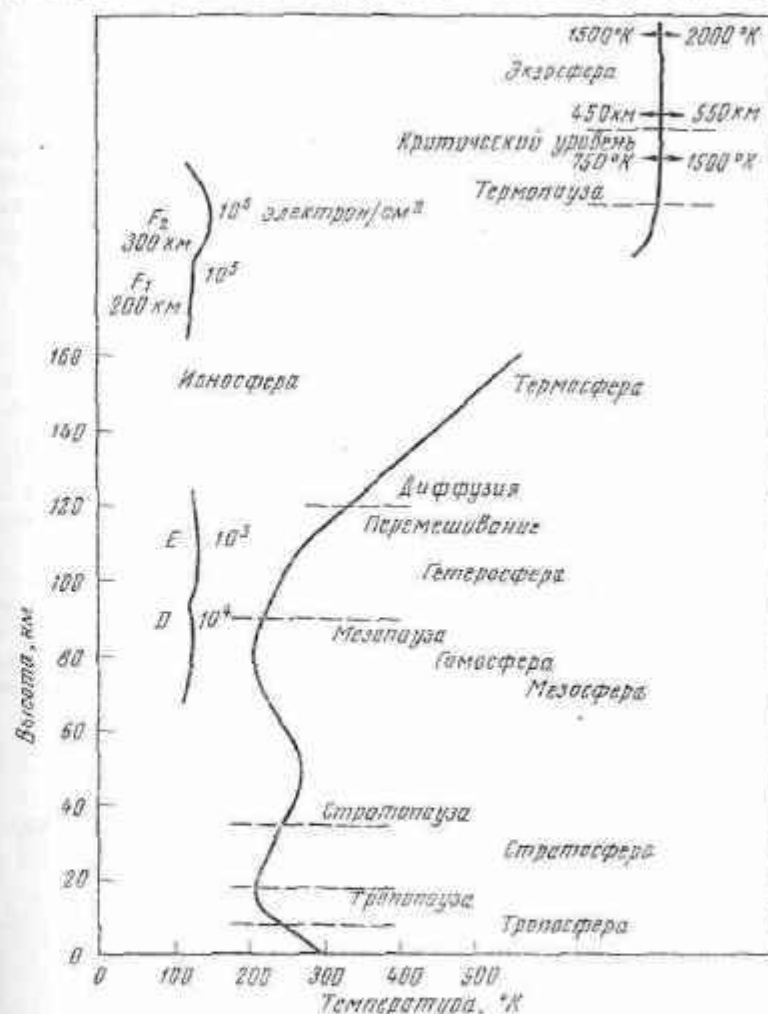


Рис. 165. Диаграмма, иллюстрирующая строение земной атмосферы (по Николу [1]).

реакции и изменения, происходящие ото дня ко дню. Термосфера — слой над мезосферой, область возрастания температуры. Внешняя область атмосферы называется экзосферой (разд. 18.7). Можно сни-

тять, что так называемый критический уровень, или основание экзосферы, совпадает с термопаузой.

Область со значительным содержанием электронов и ионов мы именуем ионосферой; она начинается примерно на высоте 60 км и простирается до самых высоких слоев атмосферы. Область, где существенны химические реакции, может быть названа хемосферой. Заметим, что все эти различные области не обязательно взаимно исключают друг друга.

В заключение мы рассмотрим вопрос о химическом составе атмосферы. Область однородного химического состава называется гомосферой; гомопауза имеет по существу ту же высоту, что и мезопауза. Над ней расположена гетеросфера, где химический состав меняется с высотой (под воздействием перемешивания, диффузии, фотодиссоциации, фотоионизации и рекомбинации).

18.2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Если атмосфера находится в гидростатическом равновесии, то

$$dP = -g\rho dh, \quad (1)$$

где P — давление, g — ускорение силы тяжести, ρ — плотность и h — высота в атмосфере. Мы имеем также уравнение состояния идеального газа

$$P = NkT = \frac{\rho kT}{\mu m_H}, \quad (2)$$

где N — концентрация частиц в 1 см^3 , T — температура, μ — средний молекулярный вес, m_H — масса атома водорода, k — постоянная Больцмана. Плотность может быть записана в виде

$$\rho = \sum_j N_j m_j \equiv Nm, \quad (3)$$

где N_j и m_j — концентрация и масса различных газов, составляющих атмосферу. Комбинируя эти соотношения, имеем

$$\frac{dP}{P} = \frac{dN}{N} + \frac{dT}{T} = -\frac{dh}{H}, \quad (4)$$

где местная шкала высот задается выражением

$$H = \frac{kT}{mg} = \frac{kT}{\mu g m_H}. \quad (5)$$

Для изотермической атмосферы при постоянной H шкала высот определяет высоту, на которой плотность равна e^{-1} от исходной [см. (5) разд. 17.2]. В области полного перемешивания пропорция различных газов постоянна. Взяв характерное постоянное значение

для ускорения силы тяжести, найдем, что

$$\frac{dT}{T} = \frac{dH}{H} \quad (6)$$

и, следовательно,

$$\frac{dN}{N} = -\frac{dH + dh}{H}. \quad (7)$$

Мы можем измерить P и определить H как функцию высоты с помощью уравнения (4). Таким образом, из уравнений (6) и (7) мы имеем распределение температуры и числа частиц с высотой.

На достаточно большой высоте атмосфера не переменна и может быть в диффузионном равновесии. В этом случае

$$P = P_1 + P_2 + \dots = \sum_j P_j \quad (8)$$

и

$$\frac{dP_j}{P_j} = -\frac{dh}{H_j}. \quad (9)$$

Тогда средняя шкала высот задается выражением

$$H^{-1} = \sum_j \frac{N_j}{NH_j}. \quad (10)$$

Отсюда очевидно, что мы не сможем сколько-нибудь заметно продвинуться вперед, если прежде всего не определим долю основных составляющих, по крайней мере для одной выбранной высоты. Полное число атомов в единичном столбе (столб с поперечным сечением 1 см^2) над выбранной высотой h_0 дается соотношением

$$\mathfrak{N}(h_0) = \int_{h_0}^{\infty} N(h) dh; \quad (11)$$

из уравнения (7) мы имеем

$$-N dh = NH \left(\frac{dN}{N} + \frac{dH}{H} \right) = H dN + N dH \quad (12)$$

и, следовательно,

$$\mathfrak{N}(h_0) = \int_{h_0}^{\infty} d(NH) = N(h_0) H(h_0) - N(\infty) H(\infty). \quad (13)$$

В большинстве случаев произведением $N(\infty) H(\infty)$, которое пропорционально давлению на бесконечности, можно пренебречь, и мы имеем обычный результат

$$\mathfrak{N}(h_0) = N(h_0) H(h_0). \quad (14)$$

Этот результат не зависит от распределения температуры, но зависит от заданного значения ускорения силы тяжести и среднего молекулярного веса.

Модели распределения температуры и концентрации основных составляющих земной атмосферы даны на рис. 165 и 166.

18.3. АТМОСФЕРА НИЖЕ МЕЗОПАУЗЫ

Атмосфера, расположенная ниже уровня 90 км (ниже мезопаузы), хорошо перемешана и однородна. Средний молекулярный вес здесь незначительно отличается от его значения на поверхности: $\mu = 28,97$ г/моль. Основными составляющими (по массе, на уровне

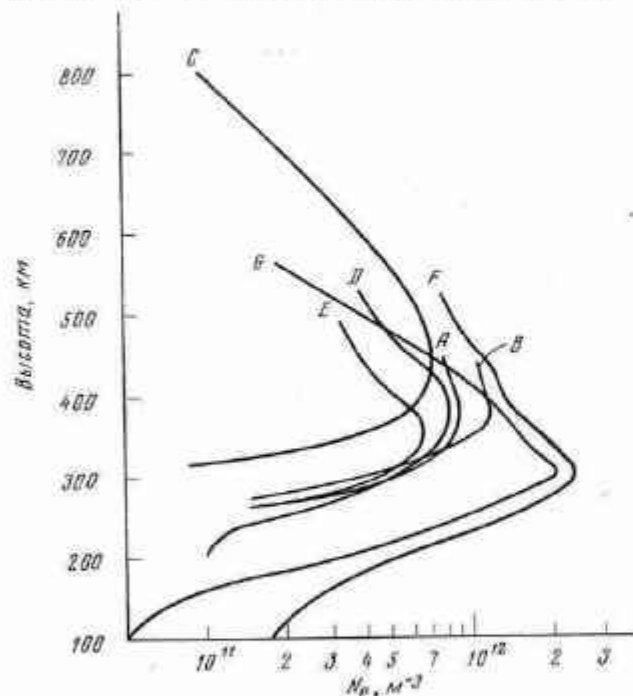


Рис. 166. Профили электронной концентрации по ракетным измерениям (I. S. Nisbet, S. A. Bowhill, J. Geophys. Res., 65, 2597, 1960).
A — 9 июля 1959 г., 20^h01^m; B — 6 мая 1959 г., 20^h47^m; C — 20 сентября 1959 г., 1^h50^m; D — 14 мая 1959 г., 0^h57^m; E — 28 мая 1959 г., 2^h35^m; F — 17 февраля 1959 г., 11^h00^m; G — 17 марта 1958 г., 07^h45^m.

моря) являются: молекулярный азот N_2 (75,51%), молекулярный кислород O_2 (23,15%), аргон Ar (1,28%) и двуокись углерода CO_2 (0,046%). В небольшом количестве присутствуют Ne, He, CH_4 .

H_2O , Kt, N_2O , H_2 , CO, O_3 , Xe и NO_2 . Для атмосферы ниже 30 км должны учитываться погода, биохимические процессы и взаимодействие атмосферы с областями суши и океана.

В области между 30 и 90 км существенную роль играет химия кислородно-азотной атмосферы, содержащей небольшие примеси. Концентрация малых примесей также интересна, в особенности это касается продуктов реакций, связанных с водяными парами. Присутствие таких составляющих влияет, например, на интенсивность La -излучения так же, как и на эмиссионные полосы OH в спектре свечения ночного неба. Заметим, что расчет содержания малых примесей, связанных с водяными парами, очень неточен.

18.4. ВЕРХНЯЯ АТМОСФЕРА

Если двигаться вверх от мезопаузы, то процесс диссоциации молекул O_2 , который начинается на высоте около 40 км (и который приводит к образованию озона), становится все более существенным и почти весь кислород переходит в атомарную форму. Над уровнем 200 км (т. е. в слое F_2) кислород ионизуется и O^+ становится основной ионной составляющей. Азот не подвергается сколько-нибудь значительной диссоциации ни на какой высоте. Верхняя атмосфера — область, в которой возникают полярные сияния, она главный источник свечения ночного неба. Верхняя атмосфера состоит из нескольких ионизованных слоев, которые в отдельности рассматриваются в следующих разделах. В этих слоях температура растет с высотой; общий ход температуры обсуждается в разд. 18.6.

В этой части земной атмосферы имеет место переход от полного перемешивания к диффузионному равновесию: высота перехода, как полагают, близка к 120 км. Над этим уровнем и ниже критического уровня каждая из составляющих атмосферы имеет свою собственную шкалу высот. Над критическим уровнем (550 км) справедлива теория экзосферы (разд. 18.7). В верхних слоях экзосферы ее главными составляющими являются нейтральный водород, протоны и электроны. Протоны образуются на более низких уровнях в результате обмена зарядами между нейтральным водородом и атомами ионизованного кислорода, а именно



Электроны и протоны существуют в значительных количествах вплоть до расстояния в несколько земных радиусов и образуют область свистов (см. разд. 18.9). Известно, что концентрация и температура в верхней атмосфере подвержены суточным и сезонным вариациям, а также коррелируют с солнечным циклом. Обсуждение этих явлений выходит за рамки настоящей главы.

18.5. ИОНОСФЕРА

Слабо ионизованное состояние верхней атмосферы имеет важное значение для нашей повседневной жизни, так как она позволяет осуществлять радиосвязь. Наличие ионосферы существенно для структуры атмосферы, так как в этом слое поглощается лучистая энергия Солнца.

Описание

Слой *D* располагается вблизи уровня 90 км, имеет максимум электронной концентрации $N_{\max} \approx 1,5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ в полдень и исчезает ночью. Первичная ионизация возникает под действием излучения Li на молекулы NO ; электроны присоединяются к O и O_2 . Некоторая ионизация происходит в результате воздействия рентгеновских лучей с длиной волны меньше $10 \text{ \AA}$ на все составляющие атмосферы. Рекомбинация может происходить, например, при взаимной нейтрализации



Относительная доля процессов ионизации и рекомбинации определяет концентрацию электронов и ионов.

Слой *E* находится вблизи уровня 110 км; в полдень $N_{\max} \approx 1,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. Ночью электронная концентрация падает ниже 10^4 см^{-3} . В этом слое все главные составляющие атмосферы ионизуются главным образом сверхмягкими рентгеновскими лучами с длинами волн от 10 до 100 $\text{\AA}$. Возникающая местами дополнительная ионизация, возможно, вызывается бомбардировкой метеорными телами или другими частицами. Рекомбинация может осуществляться при диссоциативной рекомбинации молекул O_2 или других элементов, например:



В слое *F* диссоциативная рекомбинация имеет также преобладающее значение, однако важны и промежуточные процессы, в результате которых возникают молекулярные ионы. Слой *F*₁ располагается вблизи уровня 200 км, имеет в полдень концентрацию $\sim 2,5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. Ионизация возникает под действием на кислород (и, возможно, N_2) лаймановского континуума и эмиссионных линий гелия. Слой *F*₁ отсутствует ночью. Слой *F*₂ находится вблизи уровня 300 км; в полдень величина $N_{\max} \approx 10^6 \text{ см}^{-3}$, а ночью — порядка 10^5 см^{-3} . Слой *F*₂ образуется в результате тех же процессов, что и слой *F*₁; разделение слоев создается в результате изменения скорости рекомбинации с высотой.

Электронная концентрация может быть измерена как путем зондирования сверху (с искусственных спутников), так и снизу

(с наземных станций). Метод заключается в послышке последовательности импульсов с изменяющейся частотой и измерении промежутка времени, необходимого для возвращения импульсов различных частот. Каждая частота отражается в той точке ионизованного слоя, где частота посылаемого сигнала равна локальной плазменной частоте, которая пропорциональна $N^{1/2}$ [см. (27) разд. 5.3].

Частоты более высокие, чем самая высокая частота плазмы в ионосфере, не будут отражаться, а пройдут сквозь ионосферу. Электронную концентрацию можно измерить также, посылая сквозь ионизованный слой сигналы радиопередатчика, установленного на ракете. Сигнал получает кажущееся доплеровское смещение (помимо действительного) вследствие изменения коэффициента преломления, который является функцией электронной концентрации. Несколько профилей электронной концентрации приведено на рис. 166. Как легко заметить при изучении этого рисунка, различные области, или слои, выделяются не очень отчетливо. Концепция «слоев» возникла как следствие методики ионосферного зондирования: небольшие отклонения на графике можно было интерпретировать в таком смысле. Высота и электронная концентрация ионизованных слоев весьма переменны, выявлены суточные, сезонные и связанные с солнечным циклом вариации (рис. 166).

Основы теории образования ионизованного слоя в случае, когда ионизация вызывается солнечным излучением и компенсируется процессами рекомбинации, были разработаны довольно давно Чепменом, Бредберри и Молером. Эти исследования позволяют понять основные свойства ионизованных слоев.

Слой Чепмена

Рассмотрим изотермическую, плоско-параллельную атмосферу, освещаемую монохроматическим ионизирующим излучением. Изменения электронной концентрации под действием процессов ионизации и рекомбинации определяется соотношением

$$\frac{dN_e}{dt} = q - \alpha N_e^2, \quad (3)$$

где q — скорость ионизации, αN_e^2 — скорость рекомбинации, α — коэффициент рекомбинации. Здесь принято, что число электронов N_e равно числу положительных ионов N_i .

Проблема состоит в определении q . Интенсивность света I ослабляется при прохождении сквозь слой толщины dh на высоте h на величину

$$-dI = AI \, dm, \quad (4)$$

где A — коэффициент поглощения, рассчитанный на единицу массы,

В изотермической плоско-параллельной атмосфере плотность меняется как $e^{-h/H}$, где H — шкала высот. Луч, который проходит через атмосферу при зенитном расстоянии χ , пройдет путь, равный $-\sec \chi dh$, где dh отсчитывается по вертикали (соотношение верно для $\chi \leq 85^\circ$). Следовательно, в (4) мы можем заменить dm и получим

$$dI = A I \rho_0 \exp\left(-\frac{h}{H}\right) \sec \chi dh. \quad (5)$$

Это уравнение можно преобразовать к виду

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = \int_{\infty}^h A \rho_0 \sec \chi \exp\left(-\frac{h}{H}\right) dh, \quad (6)$$

где I_0 — интенсивность излучения вне земной атмосферы. Элементарное интегрирование дает

$$I = I_0 \exp\left[-(A \rho_0 H \sec \chi) \exp\left(-\frac{h}{H}\right)\right]. \quad (7)$$

Если β есть число ионов в 1 см^3 , образующееся при поглощении единицы интенсивности падающего светового потока, то

$$q = \frac{\beta}{\sec \chi} \frac{dI}{dh}. \quad (8)$$

Из уравнений (8) и (7) имеем

$$q(\chi, h) = \beta A I_0 \rho_0 \exp\left[-\frac{h}{H} - A \rho_0 H \sec \chi \exp\left(-\frac{h}{H}\right)\right]. \quad (9)$$

Высоту, на которой образуется максимальное число ионов, мы получим, положив $dq/dh = 0$ в уравнении (9). Это приводит к выражению

$$\exp\left(+\frac{h_{\max}}{H}\right) = A \rho_0 H \sec \chi. \quad (10)$$

Подстановка (10) в (9) определяет максимальную скорость образования ионов

$$q_{\max} = \beta A I_0 \rho_0 \exp\left(-\frac{h}{H} - 1\right) = \frac{\beta I_0}{H e \sec \chi}. \quad (11)$$

Теперь уравнение (9) может быть выражено через $h_{\max}$ и $q_{\max}$, определенные для случая вертикального падения лучей; их мы обозначим как h_0 и q_0 . Следовательно,

$$q(\chi, h) = q_0 \exp\left[\frac{h_0 + H - h}{H} - \sec \chi \exp\left(\frac{h_0 - h}{H}\right)\right]. \quad (12)$$

Пусть

$$z = \frac{h - h_0}{H}; \quad (13)$$

уравнение (12) принимает вид

$$q(\chi, z) = q_0 \exp[1 - z - \sec \chi \exp(-z)]. \quad (14)$$

В случае квазиравновесия уравнение (3) дает

$$q = \alpha N_e^2. \quad (15)$$

Из двух последних уравнений мы находим

$$N_e = N_{e,0} \exp\left\{\frac{1}{2}[1 - z - \sec \chi \exp(-z)]\right\}, \quad (16)$$

где $N_{e,0} = (q_0/\alpha)^{1/2}$ — электронная концентрация на высоте h_0 . Если Солнце находится вблизи зенита ($\sec \chi \approx 1$), то уравнение (16) можно упростить, разложив экспоненциальную функцию в ряд; получим

$$N_e = N_{e,0} \left(1 - \frac{z^2}{4}\right). \quad (17)$$

Согласно этой формуле, электронная концентрация меняется по параболическому закону и имеет максимум при h_0 ; область, где N_e распределяется согласно уравнению (17), называется простым слоем Чепмена. И использованные приближения справедливы в пределах области высот, отстоящих не дальше высоты однородной атмосферы от максимума ионизации ($-1 \leq z \leq 1$).

С помощью уравнений (15) и (11) можно оценить сезонные и суточные вариации максимума электронной концентрации. Найдено, что в течение суток концентрация изменяется как $(\cos \chi)^{1/2}$.

Проведенное рассмотрение позволяет понять, каким образом в результате процессов, описанных выше, формируются ионизованные слои. Уравнение (10) интерпретируется просто; для изотермической атмосферы можно сравнить уравнения (4) разд. 18.5; (14) разд. 18.2; (5) разд. 17.2 и (14) разд. 18.5. Мы найдем, что максимум ионизации слоя наступает тогда, когда падающее излучение ослабляется в e раз. Другими словами, ионизованный слой, ассоциирующийся с излучением определенной длины волны, возникает тогда, когда оптическая толщина слоя для падающего излучения в этой длине волны равна единице.

Главная неопределенность приведенного рассмотрения состоит в том, что неизвестно, каков на самом деле закон, определяющий рекомбинацию, который принят здесь в виде αN_e^2 . Ясно, что при более аккуратных расчетах должны быть рассмотрены другие формы этого закона, так же как и влияние неизотермичности атмосферы, диффузии и монохроматичности ионизирующего излучения.

18.6. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

Следует ясно представлять, что распределение температуры определяет структуру атмосферы при данных массе и химическом составе. Масса определяется взаимодействием атмосферы с океаном и суши и интенсивностью обмена с межпланетным пространством. Температура в свою очередь определяется количеством и способом накопления и потери энергии. В атмосферу тепло поставляется солнечным излучением как непосредственно от Солнца, так и от поверхности планеты; энергия теряется через излучение атмосферы. Теперь мы более подробно рассмотрим термическое строение атмосферы.

Перенос тепла в тропосфере происходит в основном с поверхности планеты путем конвекции, и, следовательно, мы можем ожидать, что градиент температуры соответствует адиабатическому. Градиент можно определить из соотношения

$$F = A\rho\gamma, \quad (1)$$

выполняющегося для идеального газа в случае адиабатических процессов, и уравнения состояния идеального газа (2) разд. 18.2. Здесь A — постоянная, γ — отношение удельной теплоемкости при постоянном давлении к удельной теплоемкости при постоянном объеме, т. е. $\gamma = C_p/C_v$. Объединяя эти два уравнения и дифференцируя, получаем

$$\frac{\partial T}{\partial h} = \frac{\mu m_H A}{k} (\gamma - 1) \rho^{(\gamma-2)} \frac{\partial \rho}{\partial h}. \quad (2)$$

Продифференцировав уравнение состояния идеального газа и комбинируя его с уравнением гидростатического равновесия (1) разд. 18.2, получим

$$\frac{\partial \rho}{\partial h} = -\frac{g}{A\gamma} \frac{1}{\rho^{(\gamma-2)}}. \quad (3)$$

Уравнения (2) и (3) дают

$$\frac{\partial T}{\partial h} = -\frac{\mu m_H}{k} \frac{g(\gamma-1)}{\gamma}. \quad (4)$$

На основании известного соотношения термодинамики

$$C_p - C_v = \frac{k}{\mu m_H}$$

и определения величины γ получаем для (4)

$$\frac{\partial T}{\partial h} = -\frac{g}{C_p}. \quad (5)$$

Уравнение (5) дает величину $-dT/dz$, приблизительно равную

10°K/км . Наблюдаемый градиент температуры обычно заключен в пределах от 5 до 8°K/км , отклонение от адиабатического вызвано присутствием в атмосфере водяных паров. Наблюдаемый градиент может приблизиться к адиабатическому в жаркие сухие дни.

Тропосфера переходит в стратосферу (изотермическая область) вследствие нагрева, вызванного поглощением инфракрасного излучения молекулами CO_2 , H_2O и O_3 . Инфракрасное излучение поступает с поверхности Земли и из слоев атмосферы, расположенных выше и ниже стратосферы. Возрастание температуры до максимального значения в мезосфере вызвано поглощением ультрафиолетового излучения озоном. Заметим, что некоторые авторы определяют стратосферу как область, простирающуюся до первого максимума температуры. Это ведет к путанице понятий, и мы не будем придерживаться такого определения. Область, находящаяся выше максимума температуры, нагревается преимущественно за счет конвекции. Некоторое представление о механизмах, определяющих ход температуры, может быть получено из рассмотрения уравнения (см. ниже), которое дает распределение температуры в термосфере.

Механизм нагревания термосферы не вполне ясен. Тем не менее известно, что в нижней термосфере имеется градиент температуры порядка 6°K/км и существует поток тепла, направленный вниз и реализуемый посредством теплопроводности. Источником энергии в термосфере, возможно, является просто ультрафиолетовое солнечное излучение или механическая энергия. Механическая энергия может поставляться, например, магнитогидродинамическими волнами, генерируемыми при столкновениях облаков ионизованного газа в межпланетном пространстве с внешней границей геомагнитного поля. Ход температуры в верхней части термосферы довольно неопределен.

Если предположить, что существенными источниками энергии являются только процессы фотоионизации и диссоциации, то уравнение теплового баланса может быть записано в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} N k T \right) = \frac{\partial}{\partial h} \left(K \frac{\partial T}{\partial h} \right) + \frac{1}{2} [\pi F] \epsilon \alpha N(h) e^{-\tau/\mu} - R(h), \quad (6)$$

где N — концентрация, k — постоянная Больцмана, T — температура, K — теплопроводность, $[\pi F]$ — полный поток солнечной энергии в рассматриваемой области спектра; множитель $1/2$ введен для того, чтобы учесть приток тепла только на дневной стороне Земли, ϵ — доля поглощенной энергии солнечного излучения, проявляющаяся в виде тепла, α — полный коэффициент поглощения для рассматриваемой спектральной области, $d\tau = -N \sigma dh$, $\mu = \cos \chi$ (где χ — зенитное расстояние Солнца) и $R(h)$ — потери путем теплового излучения. Уравнение (6) можно проинтегри-

ровать в предположении стационарного состояния, что дает

$$K \frac{\partial T}{\partial h} = \frac{1}{2} [\pi F] \varepsilon (1 - e^{-\tau/h}) - \int_h^{\infty} R(h) dh. \quad (7)$$

Физически это уравнение означает, что идущий вниз поток тепла в некоторой точке термосферы равен сумме накопленного тепла над этой точкой минус полная сумма потерь вследствие теплового излучения. Так как член уравнения, определяющий тепловые потери, зависит от температуры, то для решения уравнения (7) относительно температуры T как функции h следует применить метод итерации.

В земной атмосфере тепловое излучение (охлаждение) происходит в мезосфере, где излучают молекулы CO_2 , а также в термосфере, где излучаются запрещенные линии OI на волне 63 мк. Методика, описанная здесь, может быть использована для нахождения распределения температуры в земной атмосфере; эти данные представлены на рис. 173.

18.7. ЭКЗОСФЕРА И ИЗЛУЧЕНИЕ НОЧНОГО НЕБА В ЛИНИИ La

Одно из наиболее важных открытий ракетной фотометрии и спектроскопии заключается в факте, что ночное небо, видимое с высоты больше 100 км, имеет значительную яркость в свете резонансной линии La нейтрального водорода. Обсуждение этих наблюдений подробно изложено в разд. 18.10; здесь оно рассматривается, так как имеет большое значение для изучения земной экзосферы. Линия La имеет длину волны 1216 Å и, следовательно, поглощается молекулярным кислородом O_2 . Она может наблюдаться только с ракет, поднимающихся выше 100 км над поверхностью Земли (рис. 67).

Излучение La впервые наблюдалось в 1955 г. Однако его интенсивность оказалась много больше ожидаемой, и все счетчики фотонов La быстро оказались насыщенными. Следующий полет с фотометром, установленным на вращающейся ракете и сканирующим все небо как по направлению к Земле, так и от нее, дал следующую информацию. Ночное небо имело почти однородную яркость в линии La , интенсивность излучения соответствовала мере эмиссии порядка 2500 R (обозначение объяснено ниже). Когда фотометр с высоты 120 км смотрел вниз на Землю, он показал, что около 42% падающего излучения отражается от нижележащих слоев атмосферы. Таким образом, мы можем сказать, что верхняя атмосфера на высоте примерно 120 км имеет альбедо около 42% для этого излучения. Существует также слабый минимум в направлении на антисолнечную точку.

Символ R введен в честь Релея; один релей соответствует $4\pi I = 10^6$ фотон/см²·сек. В случае если можно пренебречь вторичным рассеянием,

$$4\pi I = \int \varepsilon(r) dr, \quad (1)$$

где $\varepsilon(r)$ — излучательная способность (в фотон/см²). Это уравнение просто преобразовать для фотометра, имеющего поле зрения Ω стер, площадь фотокатода A и направленного на плоскопараллельную излучающую атмосферу, излучающая способность которой изотропна. От каждого кубического сантиметра атмосферы, удаленного на расстояние r , фотометр получает $\varepsilon(r) A/4\pi r^2$ фотонов. Однако, учитывая телесный угол, стягиваемый фотометром, получаем, что с расстояния r в излучение будут вносить вклад Ωr^2 см² и, следовательно, излучение, фиксируемое фотометром с расстояния r , будет $\varepsilon(r) A\Omega/4\pi$. Так как интенсивность рассчитывается на единицу площади и единичный телесный угол, то A и Ω уничтожаются и интегрирование по r (лучу зрения) дает уравнение (1), если предполагать, что атмосфера оптически тонкая.

Наблюдаемую меру эмиссии 2500 R легко связать с числом водородных атомов, содержащихся в столбе единичного сечения. Атомы водорода непосредственно освещаются солнечным La -излучением, рассеяние этого излучения создает свечение ночного неба в линии La . Если функция $\varepsilon(r)$ в уравнении (1) определяется рассеянием в однородно освещаемом столбе атомов, то мы можем написать

$$4\pi I = \int_{\text{столб}} N_H(r) g dr = g N_1. \quad (2)$$

Здесь N_1 — количество нейтральных атомов водорода в единичном столбе, а число фотонов, рассеянных за 1 сек на одном атоме, равно

$$g = [\pi F_\odot] \frac{\pi e^2}{m_e c} \bar{f}, \quad (3)$$

где $[\pi F_\odot]$ — поток солнечных фотонов, приходящийся на 1 см² в единичном интервале частот, а $\bar{f}$ — сила осциллятора. Уравнение (3) следует из уравнения (26) разд. 4.3. Величина $[\pi F_\odot]$ вычислена по данным измерений потока излучения La , составляющего примерно 6 эрг/см²·сек, и при ширине линии La , равной приблизительно 1 Å (разд. 7.3). Таким образом, мы находим, что для создания наблюдаемого свечения ночного неба в линии под действием прямого освещения необходимо около $1 \cdot 10^{12}$ атомов водорода в единичном столбе. Если учесть вторичное рассеяние, то это значение $1 \cdot 10^{12}$ будет нижним пределом числа атомов.

Гипотеза межпланетного происхождения свечения ночного неба в линии $\text{H}\alpha$ обсуждалась и была отброшена в разд. 8.5, несмотря на то что мы помним о возможности небольшого, но важного вклада, который вносит нейтральный водород, движущийся со скоростью нескольких сотен километров в секунду. Следовательно, необходимо обратиться к моделям, в которых водород сосредоточен около Земли. Были предложены два основных типа моделей. Согласно модели первого типа, нейтральный водород сконцентрирован в относительно тонкой оболочке со значительной оптической толщиной ($\tau \gg 1$); оболочка расположена близко к Земле ($r < 3R_{\oplus}$). В этой модели существенное значение имеет многократное рассеяние; довольно высокую концентрацию водорода на ночной стороне Земли можно получить в случае значительных суточных изменений количества водорода с максимумом на ночной стороне. Второй тип рассматриваемых моделей предполагает кометоподобное распределение нейтрального водорода; основная часть рассеянного излучения поступает от водорода, расположенного в пределах $r \gg 5 - 10R_{\oplus}$, где преобладает однократное рассеяние, и доля ускользающего водорода велика. Внешняя граница этого облака земной комы* определяется процессами обмена зарядами с солнечными протонами.

Для решения этой проблемы мы должны рассмотреть концепцию планетной экзосферы. На достаточной высоте в атмосфере столкновения столь редки, а средний свободный пробег так велик, что атомы могут ускользать из нижележащих слоев большей плотности. Более ста лет назад уже понимали, что подобная ситуация должна осуществляться. Атомы инжектируются в экзосферу с ее основания — критического уровня. Мы будем полагать, что вплоть до критического уровня число столкновений достаточно велико для того, чтобы установилось максвелловское распределение скоростей, а над этим уровнем число столкновений пренебрежимо мало. Очевидно, что это представление упрощенное, тем не менее оно очень полезно.

Высоту критического уровня h_{cr} можно определить из того условия, что $1/e$ часть быстрых частиц, движущихся вверх от h_{cr} , не испытывает столкновений за время подъема. Если атом радиуса a движется сквозь среду подобных ему частиц, то эффективное поперечное сечение рассеяния будет $\pi(2a)^2 = 4\pi a^2$. Вероятность столкновения при прохождении слоя толщиной dh будет тогда равна

$$4\pi a^2 N(h) dh. \quad (4)$$

* В советской литературе принят термин «геококона». — Прим. ред.

Если для простоты мы рассмотрим изотермическую атмосферу, то

$$N(h - h_{cr}) = N(h_{cr}) e^{-(h - h_{cr})/H}, \quad (5)$$

и тогда концентрация частиц на критическом уровне определяется уравнением

$$1 = \int_{h_{cr}}^{\infty} 4\pi a^2 N(h_{cr}) e^{-(h - h_{cr})/H} dh, \quad (6)$$

где H — шкала высот. Заметим, что величина, стоящая в правой части приведенного выше уравнения, есть по существу «оптическая толщина для столкновений». Следовательно, когда эта величина равна 1 (как в приведенном выше уравнении), то атом, движущийся вверх, имеет вероятность столкновения, равную $1/e$, как и требуется нашим определением критического уровня. Таким образом, находим

$$N(h_{cr}) = (4\pi a^2 H)^{-1}. \quad (7)$$

Отметим, что такой результат означает, что вблизи критического уровня средний свободный пробег для частиц, быстро движущихся в горизонтальном направлении, равен шкале высот H . Для нейтральных атомов можно принять, что радиус a равен радиусу атома кислорода или азота (около $1,5 \cdot 10^{-8}$ см и $T \sim 1500^\circ \text{K}$). Это определяет высоту критического уровня — около 550 км. Вряд ли эта величина далека от истины. Критический уровень для ионов расположен выше даже в случае отсутствия магнитного поля, так как дальние взаимодействия имеют важное значение.

После того как зафиксированы температура и концентрация на критическом уровне, рассмотрим, какого вида частицы и какие орбиты можно ожидать в экзосфере.

1. Частицы со скоростями, меньшими скорости ускользания, которые достигают критического уровня, двигаясь по эллиптическим траекториям; они называются баллистическими частицами.

2. Частицы со скоростями, меньшими скорости ускользания, перигей которых лежат выше критического уровня; они называются захваченными частицами или частицами-спутниками. Они существуют, так как над критическим уровнем все еще происходит некоторое число столкновений, в результате которых населенность таких орбит пополняется. В любом конкретном случае следует рассмотреть число приходов и уходов с этих орбит для того, чтобы определить населенность этой группы частиц.

3. а) Диссипирующие частицы, перигей которых лежат ниже критического уровня; б) частицы, захваченные из межпланетного пространства, имеющие скорости больше скорости ускользания

и результирующую траекторию с перигеем, расположенным ниже критического уровня.

4. Частицы со скоростями, большими скорости ускользания, с перигеем, лежащим выше критического уровня.

Практически в большинстве случаев группы (3б) и (4) отсутствуют. Как упоминалось выше, частицы группы (2) могут присутствовать, но их может и не быть. При различных предположениях и упрощениях можно вычислить распределение концентрации каждой из этих групп частиц, если известна температура и концентрация составляющих на критическом уровне. Рассмотрим теперь случай нейтрального водорода в земной атмосфере.

Существует очень мало «ископаемого» свободного водорода в земной атмосфере, так как время диссипации для него очень мало по сравнению с возрастом Земли (разд. 18.8). Свободный водород в земной атмосфере образуется вблизи уровня 80 км в результате фотодиссоциации метана и водяных паров. Этот водород диффундирует вверх на большие высоты до тех пор, пока не достигнет критического уровня, где он инжектируется в экзосферу. Вычисления, касающиеся образования и диффузии нейтрального водорода, обычно дают число частиц водорода на критическом уровне около $1 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$. Отсюда можно теперь рассчитать распределение нейтрального водорода для какой-либо модели экзосферы (рис. 167).

Результаты расчета моделей экзосферы, по-видимому, подтверждают правильность гипотезы земной комы, поскольку значительные концентрации обнаруживаются на значительных геоцентрических расстояниях. Более правильный порядок величины концентрации, объясняющий наблюдаемое излучение в линии $L\alpha$, может быть получен, в частности, если учитывать цилиндрическую дисторсию, обусловленную солнечным ветром. Некоторая доля излучения несомненно возникает в результате многократного рассеяния, но как велика эта доля — неизвестно. Наблюдения $L\alpha$ -излучения ночного неба (если считать, что поглощает атомарный водород) приводят к температуре излучения порядка 8000°K , что согласуется с требованием альбедо, равного 42%. Если принимать эти наблюдения, предпочтение следует отдать гипотезе земной комы (если, кроме того, считать невероятным существование горячего межпланетного водорода), так как в нижней экзосфере (ответственной за излучение, согласно гипотезе многократного рассеяния) температура колеблется в пределах $1000\text{—}1500^\circ \text{K}$. Горячий водород естественно образуется при обмене зарядами между частицами земной комы и протонами солнечного ветра.

Эта проблема еще далека от своего разрешения, и положение может быть коренным образом пересмотрено, если будут получены дополнительные сведения. Мы хотим подчеркнуть, что все числовые

данные, с которыми мы имеем дело в связи с этой проблемой, носят весьма приближенный характер, что отнюдь не способствует решению задачи. Кроме того, мы в настоящее время располагаем наблюдениями, относящимися к различным годам и, следовательно, должны учесть изменения, связанные с солнечным циклом.

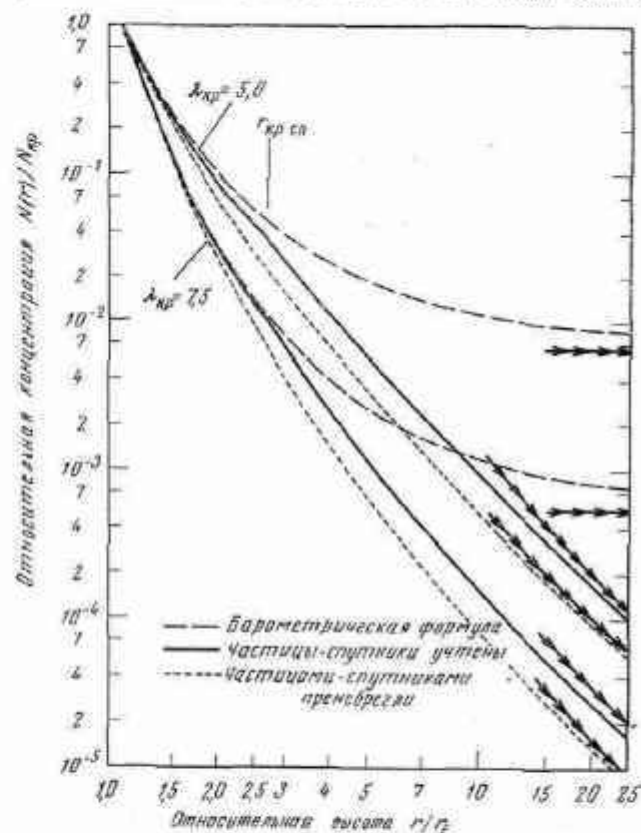


Рис. 167. Относительная концентрация водорода в земной экзосфере. Параметр $\lambda_{cr} = GM/kT_{cr}R_{cr}$ объясняется в разд. 18.8; R_{cr} — геоцентрическое расстояние до критического уровня, принята высота уровня — 500 км над поверхностью Земли. Значения $\lambda_{cr} = 5.0$ и 7.5 получаются при температуре экзосферы 1407 и 938°K соответственно. Жирные стрелки — асимптотические выражения. Все возможные частицы-спутники учтены вплоть до уровня, обозначенного r_{cr0} (по Чемберлену, обсерватория Кит Пик; см. также [8]).

18.8. ДИССИПАЦИЯ ПЛАНЕТНЫХ АТМОСФЕР

Основы теории диссипации частиц из атмосферы планеты были сформулированы Джинсом много лет назад. Из рассмотренных нами

свойств экзосферы планеты ясно, что поток диссипирующих частиц определяется частицами группы (3а): ускользающими частицами с траекториями, перигей которых лежат ниже критического уровня.

Следовательно, мы можем просто подсчитать на критическом уровне все частицы, векторы скорости которых лежат во внешней полусфере и по величине равны или больше скорости ускользания. Таким образом, поток диссипирующих частиц в предположении максвелловского распределения скоростей будет равен

$$F_{\text{дис}} = \frac{2\pi N_{\text{кр}}}{U^3 \pi^{3/2}} \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} e^{-v^2/U^2} v^3 \cos \theta \sin \theta d\theta dv, \quad (1)$$

где $N_{\text{кр}}$ — число диссипирующих частиц на критическом уровне, $U = (2kT/m)^{1/2}$, m — масса диссипирующих частиц. Уравнение (1) может быть проинтегрировано, что дает

$$F_{\text{дис}} = \frac{N_{0,i} U}{2\pi^{1/2}} \left(\frac{Y R_0}{R_{\text{кр}}} + 1 \right) e^{-Y}, \quad (2)$$

где

$$Y = \frac{GmM}{kT_{\text{кр}} R_0} = \left(\frac{V_{\text{дис},0}}{U} \right)^2. \quad (3)$$

Мы записали здесь выражение для потока диссипирующих частиц в его исторически сложившейся форме, через $N_{0,i}$ — фиктивную концентрацию на поверхности планеты (R_0 — радиус планеты). Предполагается, что в целом атмосфера изотермична при экзосферной температуре $T_{\text{кр}}$ и имеет на высоте критического уровня $R_{\text{кр}}$ концентрацию частиц $N_{\text{кр}}$, выраженную в единицах $N_{0,i}$. Использование условия гидростатического равновесия для сферической атмосферы дает

$$N_{\text{кр}} \exp \left(-\frac{GmM}{kT_{\text{кр}} R_{\text{кр}}} \right) = N_0 \exp \left(-\frac{GmM}{kT_{\text{кр}} R_0} \right). \quad (4)$$

Общее число диссипирующих частиц L будет тогда равно

$$L = 4\pi R_{\text{кр}}^2 F_{\text{дис}} = \frac{4\pi R_0^2 N_{0,i} U}{2\pi^{1/2}} e^{-Y} Y \left[\frac{R_{\text{кр}}}{R_0} \left(1 + \frac{R_{\text{кр}}}{Y R_0} \right) \right]. \quad (5)$$

Заметим, что $R_{\text{кр}}$ входит только в член уравнения, заключенный в квадратные скобки, обычно $R_{\text{кр}} \approx R_0$ и $Y \gg 1$. Поэтому при дальнейшем обсуждении мы будем пренебрегать членом в скобках.

Несколько более сложный анализ приходится применять в случае проблемы диссипации атмосферы планеты в целом; однако и такие исследования показали, что наиболее существенные черты процесса определяются уравнением (5), если только диффузия совершается достаточно быстро для того, чтобы обеспечить

приток диссипирующих частиц к критическому уровню. Для того чтобы определить время диссипации, т. е. время, в течение которого общее число частиц в нашей изотермической атмосфере падает в e раз, мы разделим L на общее число частиц. Следовательно,

$$t_1 = \frac{2\pi^{1/2} H_{0,i} e^Y}{UY} = \frac{\pi^{1/2} U e^Y}{gY}, \quad (6)$$

$H_{0,i}$ — шкала высот в нашей изотермической атмосфере, отсчитанная от поверхности; здесь использовано уравнение (14) разд. 18.2.

Теперь мы должны учесть тот факт, что в действительности общее число частиц в реальной атмосфере обычно отличается от числа частиц в нашей фиктивной изотермической атмосфере. Тогда шкала времени, которую мы ищем, будет

$$t = t_1 B, \quad (7)$$

где

$$B = \frac{N_0 H_0}{N_{0,i} H_{0,i}} = \frac{N_0 T_0}{N_{0,i} T_{\text{кр}}}. \quad (8)$$

Снова мы использовали уравнение (14) разд. 18.2.

Согласно стандартной методике, предположим, что атмосфера полностью перемешана до некоторой высоты и находится в диффузионном равновесии выше этого уровня (разд. 18.4). В земной атмосфере переход совершается на высоте около 120 км, и, следовательно, мы можем выразить отношение $N_0/N_{0,i}$ как произведение отношений N_0/N_{120} и $N_{120}/N_{0,i}$. Такая трактовка предполагает, что атмосфера выше 120 км изотермична при экзосферной температуре. Возможно, что это слишком сильное упрощение, но температура атмосферы над уровнем 120 км точно неизвестна. Если атмосфера перемешана до 120 км, то N_0/N_{120} просто равно отношению полных концентраций частиц на этих уровнях, т. е. $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} : 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} = 6 \cdot 10^7$. Отношение $N_{120}/N_{0,i}$ также может быть вычислено по обычной формуле для изотермической атмосферы [5], разд. 17.2]. Следовательно,

$$B = 6 \cdot 10^7 \left(\frac{273}{T_{\text{кр}}} \right) e^{-(120/H)}, \quad (9)$$

где H — шкала высот в километрах, вычисленная для различных составляющих при температуре экзосферы $T_{\text{кр}}$. Значения B для различных составляющих и значений $T_{\text{кр}}$ даны в табл. 45. Для Венеры, Юпитера и Сатурна (данные о них включены сюда, так как диссипация планетных атмосфер в гл. 17 не рассматривается) мы примем $B = 1$, что не находится в существенном противоречии с нашими знаниями относительно атмосфер этих планет. Значение величины B для Марса принято таким же, как и для Земли.

Таблица 45

Значения B для Земли [см. (9) разд. 18.8]

Элемент	Температура		
	500° К	1000° К	2000° К
H	$2 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^7$	$8 \cdot 10^6$
He	$1 \cdot 10^7$	$9 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^6$
O	$3 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$
N ₂	$1 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^5$
Ar	$4 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^5$

Наконец, пользуясь принятыми значениями величины B и уравнениями (7) и (6), мы затабулируем времена диссипации для различных элементов в атмосферах Венеры, Земли, Марса, Юпитера и Сатурна (табл. 46).

Таблица 46

Время диссипации t_0 (в годах) для различных температур экзосфер некоторых планет *

Элемент	Земля			Марс			Венера		Юпитер	Сатурн
	500° К	1000° К	2000° К	500° К	1000° К	2000° К	500° К	1000° К	130° К	100° К
H	$1 \cdot 10^8$	$8 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$	10^{710}	10^{325}
He	$3 \cdot 10^{26}$	$4 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^{15}$	$8 \cdot 10^4$	10^{2570}	10^{1316}
O	$7 \cdot 10^{102}$	$4 \cdot 10^{51}$	$8 \cdot 10^{25}$	$2 \cdot 10^{20}$	$6 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^6$	$8 \cdot 10^{81}$	$4 \cdot 10^{37}$	—	—
N ₂	$3 \cdot 10^{179}$	$1 \cdot 10^{90}$	$7 \cdot 10^{44}$	$4 \cdot 10^{35}$	$5 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^9$	$7 \cdot 10^{148}$	$7 \cdot 10^{70}$	—	—
Ar	$4 \cdot 10^{257}$	$1 \cdot 10^{128}$	$6 \cdot 10^{63}$	$9 \cdot 10^{48}$	$5 \cdot 10^{24}$	$5 \cdot 10^{12}$	$8 \cdot 10^{214}$	$2 \cdot 10^{104}$	—	—

* Пояснения см. в тексте.

Более короткие времена диссипации неприемлемы, так как диссипация ограничена диффузией (см. [10]).

18.9. МАГНИТОСФЕРА

В течение столетий было известно или подозревалось, что магнитное поле связано с самой Землей. С тех пор как стали возможны

измерения магнитного поля, были предложены различные представления этого поля; простейшее и довольно точное приближение дает представление магнитного поля полем центрального диполя. Здесь мы будем интересоваться только магнитным полем над поверхностью Земли.

Центральный диполь с магнитным моментом M имеет магнитное поле, напряженность которого определяется выражением

$$B = \frac{M}{r^3} (1 + 3 \sin^2 \lambda_m)^{1/2}, \quad (1)$$

где r — геоцентрическое расстояние, λ_m — магнитная широта. Составляющие по радиальному r и тангенциальному λ направлениям даются соотношениями

$$B_r = -\frac{2M \sin \lambda_m}{r^3}, \quad (2)$$

$$B_\lambda = \frac{M \cos \lambda_m}{r^3}, \quad (3)$$

Уравнение силовой линии следует из уравнений (2) и (3) и того факта, что поле направлено тангенциально по отношению к силовой линии; следовательно,

$$\frac{dr}{r d\lambda_m} = \frac{B_r}{B_\lambda} = -2 \operatorname{tg} \lambda_m \quad (4)$$

или

$$r = r_1 \cos^2 \lambda_m, \quad (5)$$

где r_1 — расстояние до силовой линии в плоскости магнитного экватора.

Для Земли $M = 8 \cdot 10^{25} \text{ эс} \cdot \text{см}^3$, что соответствует $B \approx 1/2 \text{ эс}$ на поверхности Земли. Ось центрального диполя не совпадает с осью вращения Земли, северный магнитный полюс расположен близ Туле в Гренландии (78° с. ш., 69° з. д.). Таким образом, магнитная ось наклонена примерно на 12° к оси вращения. Мы не будем заниматься здесь вопросом происхождения геомагнитного поля, хотя, возможно, оно связано с вращением планеты (разд. 15.7). Значительные изменения поля в прошлом могут быть установлены на основе изучения остаточного магнетизма (палеомагнетизма) земных пород; поле могло иметь даже противоположную полярность.

Характер магнитного поля описывается уравнениями (1) — (3). Напряженность поля изменяется обратно пропорционально кубу расстояния; полагают, что магнитное поле простирается по крайней мере на несколько земных радиусов. Возможно, будут замечены некоторые отклонения от регулярного хода, вызываемые круговым током частиц в радиационных поясах Земли. На расстоянии $10R_\oplus$

вблизи линии, соединяющей Солнце и Землю, регулярное магнитное поле Земли переходит в нерегулярное или хаотическое поле. На расстоянии около $14R_{\oplus}$ (также вблизи линии Солнце — Земля) возникает фронт ударной волны, а дальше, по существу, начинается невозмущенное межпланетное поле. Строение поля показано на рис. 168. Заметим, что приведенные обозначения относятся только к освещенной Солнцем стороне Земли. Внутренняя граница может

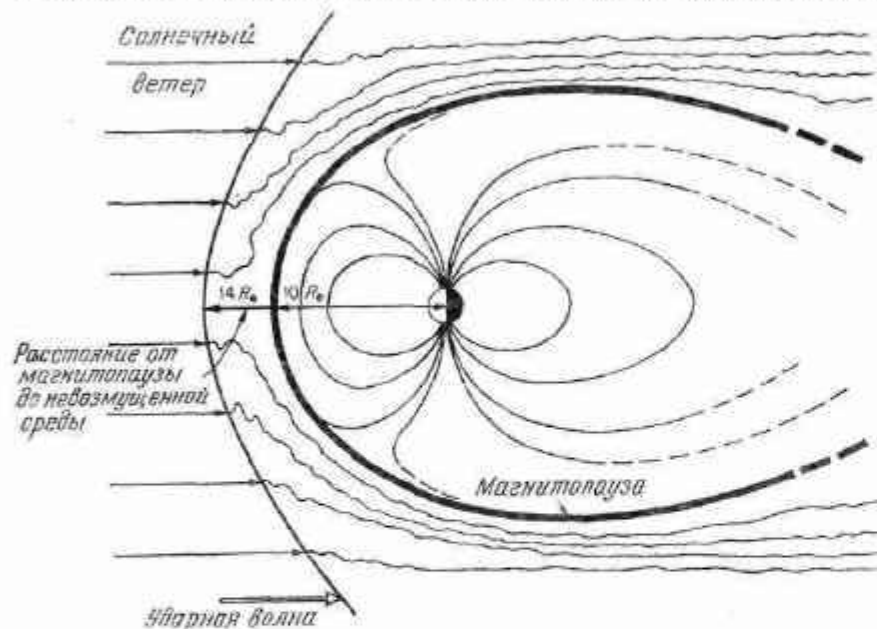


Рис. 168. Схема земного магнитного поля и его границы.

быть названа магнитопаузой; эта граница, по-видимому, стабильна относительно потока солнечного ветра. Характер поля между двумя границами совершенно неясен. Внешняя граница называется переходной областью между магнитопаузой и невозмущенной средой.

Приблизительное положение переходной области между геомагнитным и межпланетным полями может быть вычислено, поскольку оно в основном должно определяться равновесием между давлением солнечного ветра извне и геомагнитного поля изнутри. Простейшая картина предполагает, что частицы солнечного ветра упруго отражаются от резкой внешней границы магнитосферы. Тогда

$$\frac{B_{\text{гп}}^2}{8\pi} = 2N_e m_H \omega^2 \cos^2 \theta. \quad (6)$$

Здесь N_e — концентрация электронов в межпланетном пространстве, m_H — масса атома водорода, ω — скорость движения плазмы, θ — угол между направлением на точку на границе и линией Солнце — Земля, $B_{\text{гп}}$ — напряженность магнитного поля на границе.

Практически решить эту задачу довольно трудно, так как она представляет собой задачу со свободной границей, в которой саму границу также следует найти. Кроме того, граница определяется через условия на ней же, которые заранее не даны. И наконец, должны быть детально учтены процессы взаимодействия между частицами и полем на границе.

Вычисления, которые можно выполнить, показывают, что на освещенной Солнцем стороне Земли возникает значительное сжатие геомагнитного поля. Это сжатие характеризуется множителем 2,6. Расстояние переходной области от поверхности Земли в направлении Солнце — Земля может быть получено из уравнений (1) и (6) в предположении, что давления уравновешены, следовательно,

$$\left(\frac{1}{8\pi} \frac{2,6M}{r_{\text{гп}}^2} \right)^2 = 2N_e n_H \omega^2 \quad (7)$$

или

$$r_{\text{гп}} = \left[\frac{(2,6)^2 M^2}{16\pi N_e n_H \omega^2} \right]^{1/2}.$$

Для $N_e = 4 \text{ см}^{-3}$ и $\omega = 5 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$ мы находим $r_{\text{гп}} \approx 10R_{\oplus}$. Из-за сжатия геомагнитного поля расстояние до границы увеличивается в 1,37 раза.

Существование фронта стоячей ударной волны дает возможность качественно объяснить упоминавшиеся в разд. 8.4 расхождения между результатами зондирования плазмы, выполненными Маринером 2 и спутником Эксплорер 10. Маринер 2 был далеко от области какого-либо земного влияния, тогда как Эксплорер 10 находился, по-видимому, вблизи магнитопаузы и, несомненно, в пределах фронта ударной волны. Ударная волна стремится нагреть частицы, проходящие через нее, и, следовательно, температура (определяемая хаотическим движением) возрастает; это приводит к уменьшению скорости и увеличению концентрации частиц. Качественно все эти эффекты обнаруживаются при сравнении данных Маринера 2 и Эксплорера 10. Следовательно, важно уяснить, что измерения, выполненные на Эксплорере 10, относятся не к межпланетному пространству, а скорее к переходной зоне между фронтом ударной волны и магнитопаузой.

Свистящие атмосферерики

Разряды молний дают метод получения информации о концентрации электронов в области магнитосферы. Радиоволны, образующиеся при разряде молнии, распространяются вдоль силовых линий

земного магнитного поля между северным и южным полушариями. Эти волны состоят из набора волн различной длины и получили название свистящих атмосфериков или свистов из-за звука, который они создают в радиоприемнике. Отражения от одного полушария в другое могут быть многократными, в результате образуются группы с равными промежутками между отдельными свистами. Сигналы свистов, образовавшиеся в результате разряда, возникшего в том же полушарии, где находится наблюдатель, будут зарегистрированы

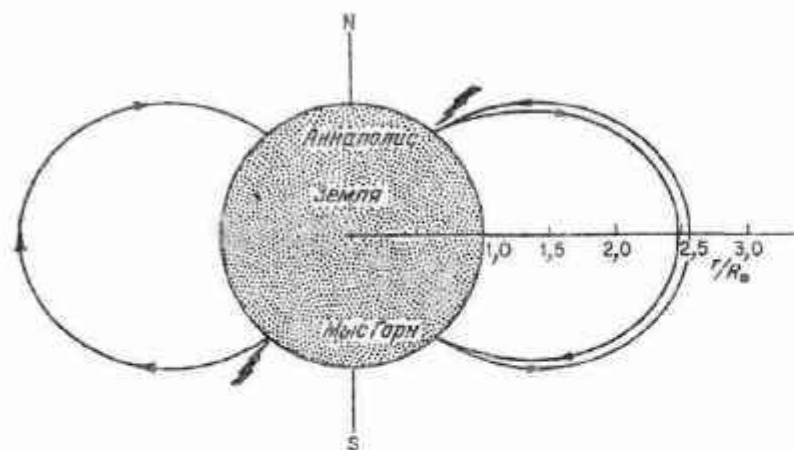


Рис. 169. Схема распространения свистящих атмосфериков (объяснения см. в тексте).

стрированы в момент 0 (разряд молнии, щелчок), а затем в моменты, соответствующие 2, 4, 6, ... промежуткам времени, необходимым для прохождения свиста из одного полушария в другое. Если разряд молнии возникает в противоположном относительно наблюдателя полушарии, то щелчка обычно не бывает слышно и сигналы фиксируются в моменты, соответствующие 1, 3, 5, ... промежуткам времени прохождения сигнала из полушария в полушарие (рис. 169).

Частота свистов одной группы убывает от каждого свиста к последующему. Такое замедление есть функция электронной концентрации и величины напряженности поля вдоль пути свиста. Если магнитное поле задано, то свисты сообщают информацию относительно электронной концентрации; для этого надо определить действительный путь свиста. Это можно сделать, используя так называемый носовой свист, для которого характерны рост, а затем падение частоты за время регистрации. Максимум соответствует частоте носового свиста. Электронные концентрации, выведенные на основе изучения носовых свистов, приведены на рис. 170. Про-

исхождение среды, в которой распространяются свисты, обсуждалось в разд. 18.4.

Изменения электронной концентрации в течение года в магнитосфере отчетливо видны на рис. 170. Некоторые исследователи интерпретируют эти результаты как свидетельство изменения в течение года среды, окружающей Землю, по мере ее движения по орбите.

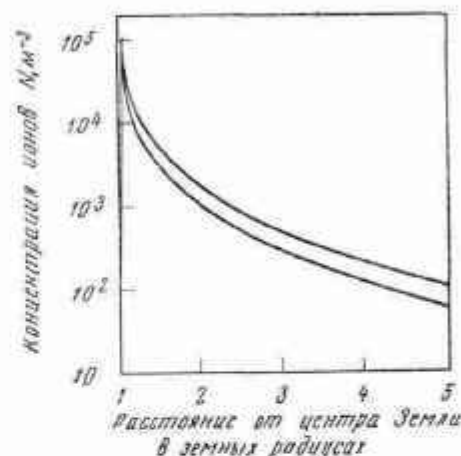


Рис. 170. Электронная концентрация в области свистящих атмосфериков в 1955—1959 гг. Верхняя кривая—декабрь, нижняя—июль. (R. L. Smith, R. A. Helliwell, J. Geophys. Res., 65, 2583, 1960.)

Радикационные пояса Земли

Одним из наиболее интересных результатов исследований, выполненных с помощью ракет и спутников, было открытие двух зон радиации, окружающих нашу планету. Зоны были обнаружены с помощью счетчиков Гейгера, установленных на спутниках. Общее расположение этих двух поясов было определено на основании многочисленных зондирований, выполненных на ракетах и спутниках; их примерное положение показано на рис. 171. Вскоре было установлено, что источником наблюдаемого излучения должны быть заряженные частицы (т. е. электроны и протоны), захваченные магнитным полем Земли. Гораздо раньше такая возможность была рассмотрена в другой связи Штермером и Альвеом. Исследуем теперь, каким образом возможен такой захват заряженных частиц.

Основное уравнение движения заряженных частиц имеет вид

$$m \frac{dv}{dt} = q (E + v \times B), \quad (8)$$

где m — масса частицы (в г),

v — скорость (в см/сек),

q — заряд (в электромагнитной системе единиц); заряд электрона равен $-e/c$,

qE — электростатическая сила,

E — напряженность поля (в электромагнитной системе единиц).

Магнитная сила равна $qv \times B$, где B измеряется в гауссах. Обозначения здесь те же, что и в разд. 6.2. В рассматриваемом случае мы можем считать E исчезающе малым, тогда ускорение равно

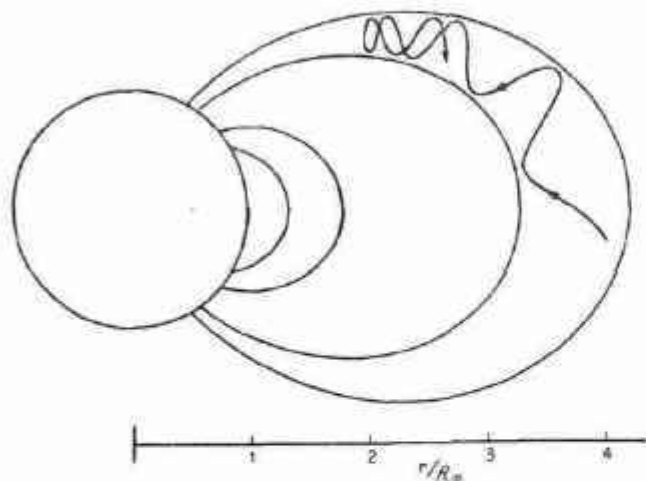


Рис. 171. Схема внутреннего и внешнего радиационных поясов и движения захваченных частиц.

$(q/m) v \times B$. Это ускорение направлено перпендикулярно скорости и, следовательно, не совершает работы над частицей, т. е. скалярная величина скорости v не изменяется. Если E мало, а $B = \text{const}$ (в пространстве и во времени), то частица должна двигаться по кругу радиуса a , если первоначально v было перпендикулярно B . В этом случае можно положить ускорение равным центростремительному ускорению v^2/a ; получим

$$\frac{v}{a} = \omega_c = \frac{qB}{m}, \quad (9)$$

где ω_c — циклотронная частота. Если v первоначально не было перпендикулярно B , мы должны воспользоваться перпендикулярной компонентой $v_{\perp}$; тогда a может быть записано в виде

$$a = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{v_{\perp} m}{qB}. \quad (10)$$

Величина a называется радиусом жирации. Магнитное поле не

действует на компоненту скорости $v_{\parallel}$, параллельную магнитному полю. Следовательно, в общем случае, когда $E = 0$, $B = \text{const}$, движение частицы будет движением по спирали вокруг силовой линии с постоянным углом наклона к силовой линии. Мгновенный центр вращения частицы называется ведущим центром.

Если B медленно меняется с изменением положения, то магнитный момент заряженной частицы будет почти постоянным. Магнитный момент μ тока I , окружающего площадку S , равен IS . Для случая, рассмотренного выше, $S = \pi a^2$ (где a — радиус жирации) и I есть просто заряд q , умноженный на число совершаемых в секунду вращений. Мы имеем

$$\mu = \pi a^2 \frac{q \omega_c}{2\pi}. \quad (11)$$

Используя приведенные выше выражения для a и ω_c , можем записать это последнее соотношение

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B}. \quad (12)$$

Это выражение показывает, что частицы стремятся отразиться от области с большим магнитным полем. Предположим, что $v_{\parallel}$ сдвигает частицу в область с возрастающим магнитным полем. Тогда, чтобы сохранить μ , скорость $v_{\perp}$ должна возрастать. Но скорость может возрастать только до тех пор, пока она не станет равной полной скорости; в этот момент $v_{\parallel}$ уменьшится до нуля. В результате частица отразится назад, в область с меньшим магнитным полем. Если θ_0 — угол между вектором скорости и направлением силовой линии в точке инжекции частицы и B_0 — напряженность магнитного поля в этой точке, постоянство магнитного момента накладывает условие

$$\frac{\sin^2 \theta}{B} = \frac{\sin^2 \theta_0}{B_0}. \quad (13)$$

Отражение произойдет, когда $\sin^2 \theta = 1$, а это выполняется при

$$B = \frac{B_0}{\sin^2 \theta_0}. \quad (14)$$

Такого рода область может быть названа магнитным зеркалом (рис. 171). Области, подобные приведенным выше, возникают вокруг Земли как следствие дипольного характера геомагнитного поля (рис. 171). Эти области, имеющие вид рогов полумесяца, в действительности имеют тороидальную форму вследствие дрейфа частиц по долготе, обусловленного неоднородностью магнитного поля. Дрейф электронов совершается в направлении $\nabla B \times B$. Дрейф

может быть также вызван гравитационным или электрическим полями; в последнем случае частица движется в направлении $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ и результат не зависит от знака заряда частицы. Этот дрейф (вызванный электрическим полем) связан с током Холла, упомянутым в разд. 6.2. Простые примеры, разобранные здесь, поясняют общую форму радиационных поясов Земли.

Рассмотрим вопрос о происхождении частиц радиационных поясов. Предлагаются три основных источника, поставляющих частицы:

1. Частицы поставляются непосредственно солнечным ветром или облаками плазмы.

2. Частицы могут ускоряться локально в геомагнитном поле.

3. Электроны, возможно, образуются в результате β -распада нейтронов. Нейтроны могут возникать в результате столкновений частиц первичных космических лучей с ядрами азота и кислорода атмосферы.

По-видимому, все согласны с тем, что только источников (1) и (3) недостаточно, чтобы поставлять необходимое количество частиц радиационных поясов. Таким образом, по-видимому, наиболее приемлемым решением будет введение некоего механизма ускорения, обусловленного геомагнитным полем. Этот механизм может быть связан с полярными сияниями. Выбранный механизм должен объяснить тот факт, что внутренний пояс, по-видимому, стабилен во времени, тогда как внешний пояс подвержен сильным изменениям, в частности во время магнитных бурь. Наконец, следует отметить, что концентрация частиц радиационных поясов Земли составляет лишь небольшую долю концентрации частиц во внешней атмосфере Земли.

Магнитные возмущения и солнечно-земные связи

Вероятно, земное магнитное поле подвержено значительным и чрезвычайно медленным изменениям вследствие причин, связанных с глубокими недрами Земли. С помощью магнитометров измерялись также короткопериодические изменения; такие изменения, по-видимому, имеют внешнее происхождение и в значительной степени связаны с Солнцем и солнечной активностью.

Плавные изменения поля вызваны динамо-эффектом, возникающим при движении ионизованного вещества поперек силовых линий основного поля. Существуют приливные движения ионизованного вещества (вызванные силой тяготения Луны и Солнца) и движения, обусловленные атмосферной циркуляцией, возникающей вследствие нагрева атмосферы солнечным излучением. Плавные изменения магнитного поля заключены в пределах от нескольких до десятков гамм ($1\gamma = 10^{-5} \text{ эс}$).

Сильные возмущения называются магнитными бурями. Первая фаза типичной бури состоит в том, что горизонтальная компонента поля возрастает на несколько десятков γ . Спустя примерно час горизонтальная компонента начинает убывать до напряженности примерно на $10^2 \gamma$ ниже нормальной. Минимум достигается приблизительно через половину суток; возвращение к нормальному состоянию занимает несколько дней. Убывание напряженности представляет собой главную фазу бури и может быть связано с кольцевым током. У очень больших магнитных бурь изменения могут достигать $\sim 10^3 \gamma$. Могут также возникать изменения поля, имеющие вид отдельных отклонений (положительных и отрицательных) порядка $\sim 10^2 \gamma$; возвращение к нормальному положению происходит за несколько часов. Такие изменения обычно наблюдаются вблизи зоны полярных сияний; по их виду на графиках такие возмущения называют магнитными бухтами.

Самые сильные магнитные бури, по-видимому, связаны с солнечными вспышками (см. разд. 6.6 и 7.6). По времени, протекающему между моментом вспышки и началом магнитной бури, было найдено, что средняя скорость распространения возмущения равна $\sim 10^3 \text{ км/сек}$. Такие большие бури связаны также со вспышками радиоизлучения Солнца (разд. 7.6) и полярными сияниями на Земле (разд. 18.10).

Более слабые магнитные бури нелегко связать с определенными явлениями или местами на Солнце. Различные индексы, используемые для описания состояния возбуждения земного магнетизма, показывают 27-дневную периодичность небольших бурь; этот факт привел к гипотезе о существовании на Солнце магнитно-активных областей, так называемых М-областей. Последние, по-видимому, связаны с униполярными магнитными областями на Солнце, которые появляются в местах, откуда выходят протяженные корональные лучи (разд. 6.8). Такое отождествление объясняет причину возникновения эмиссии частиц (что в свою очередь является предполагаемой причиной геомагнитных возмущений). Магнитные силовые линии в длинных корональных лучах в окрестности Солнца направлены радиально, по крайней мере на протяжении многих солнечных радиусов. Возможно, что заряженным частицам легче диссипировать из таких областей, чем из нормального поля диполя (?), где силовые линии возвращаются к Солнцу и никогда не удаляются на значительные расстояния от поверхности. Кроме магнитных бурь и полярных сияний, солнечно-земные связи включают эффекты воздействия рентгеновского излучения Солнца на земную атмосферу: внезапные ионосферные возмущения (SID — sudden ionospheric disturbances), замирание радиосигналов (fading), а также эффекты воздействия космического радиоизлучения, такие, как поглощение радиоволн в полярных шапках (polar cap absorption).

18.10. ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛАНЕТНЫХ АТМОСФЕР

Здесь мы рассмотрим излучение, возникающее в результате локальных процессов, происходящих в планетных атмосферах, а также вследствие рассеяния в этих атмосферах солнечного излучения. Особое внимание будет уделено тем результатам, которые могут быть применимы к Марсу и Венере.

Полярные сияния

Северные и южные полярные сияния занимали воображение людей в течение многих лет. Решению проблемы полярных сияний посвящена масса работ как наблюдательного, так и теоретического характера, но полное понимание вопроса все еще не достигнуто.

В течение некоторого времени полагали, что полярные сияния возникают в результате прямого взаимодействия высокоэнергичных солнечных частиц, которые, сталкиваясь с составляющими атмосферы, возбуждают наблюдаемое нами излучение (главным образом эмиссионные линии N_2 , N_2^+ и запрещенные линии нейтрального кислорода $\lambda\lambda 5577$ и $6300 \text{ \AA}$). Однако солнечным протонам очень трудно проникнуть сквозь геомагнитное поле и достичь высоты 100 км, где наблюдаются полярные сияния. После открытия радиационных поясов Земли была выдвинута гипотеза двухступенчатого процесса: частицы улавливаются и накапливаются во внешнем радиационном поясе; в моменты геомагнитной активности частицы низвергаются или высыпаются из рогов радиационного пояса; рога внешнего радиационного пояса совпадают с так называемыми зонами полярных сияний (отстоящими на 23° от геомагнитных полюсов), где наблюдается максимальное число полярных сияний. Приемлемого механизма высыпания частиц, по-видимому, пока не существует. Эта картина, предполагающая существование длительного периода накопления, называется «моделью худого ведра». Заметим, что поток частиц, ответственных за полярные сияния, больше, а их энергия меньше, чем у частиц, составляющих радиационные пояса Земли.

Некоторый прогресс был достигнут при наблюдениях, выполненных со спутников, — эти наблюдения подтвердили известные ранее результаты, полученные при спектроскопических исследованиях: за свечение полярных сияний ответственны главным образом электроны, они, по-видимому, связаны с внешним радиационным поясом. По данным измерений концентрации и величины потока частиц установлено, что частицы, обычно содержащиеся в магнитной силовой трубке, могут поставлять полярным сияниям необходимые потоки энергии самое большое в течение нескольких часов. Помимо этого, полная энергия, содержащаяся в магнитной силовой

трубке, может быть рассчитана и сравнена с энергией (в эрг/см^2), израсходованной за время свечения полярного сияния (вычисленной на основе наблюдений интенсивности рентгеновских лучей с воздушных шаров или по данным оптических наблюдений). Общая сумма израсходованной энергии, по-видимому, на один-два порядка больше, чем запасенная.

Ввиду тех ограничений, которые наложены на значения концентраций и энергий, частицы (или соответственно энергия), по-видимому, должны непрерывно поставляться в области, «создающие полярные сияния». По-видимому, частицы инжектируются в геомагнитное поле солнечными потоками, затем они захватываются и задерживаются на короткое время, претерпевают магнитные отражения и движутся к области, где образуются полярные сияния; в этой области частицы ускоряются, а потом низвергаются в атмосферу, вызывая полярные сияния. Возможно, что радиационные пояса являются просто побочными продуктами процессов полярных сияний. Механизм ускорения все еще неясен; возможно, что он связан с какой-либо разновидностью плазменной неустойчивости.

Свечение атмосферы

Здесь мы коротко опишем некоторые процессы, в результате которых земная атмосфера излучает в некоторых дискретных длинах волн. Полный обзор состояния наших знаний по этому вопросу до 1951 г. дан в работе [2].

Свечение ночного неба, вероятно, возникает в результате химических реакций и процессов рекомбинации. Оно включает также рассеяние солнечного излучения высокими слоями атмосферы на ночной стороне Земли, в частности излучение ночного неба в линии $\text{Ly}\alpha$, обсуждавшееся в разд. 18.7. Имеется ряд сообщений о свечении атмосферы (или, возможно, полярных сияниях) на ночной стороне Венеры. Однако последующие наблюдения не подтвердили реальность этой эмиссии.

Значительные усилия были приложены для изучения земного сумеречного свечения. Это явление возникает в момент, когда Солнце уже опустилось за горизонт, но часть неба еще освещена лучами Солнца. Для других планет в настоящее время такие исследования трудно осуществить.

Исследование дневного свечения атмосферы приобретает все возрастающее значение. Такие наблюдения будут в конечном счете весьма ценны при изучении атмосфер других планет земной группы. На Земле мы наблюдаем дневное свечение атмосферы изнутри, тогда как у других планет оно будет наблюдаться, по крайней мере иногда, извне.

Свечение дневного неба Земли возникает в результате резонансного рассеяния солнечного излучения и вследствие реакций, начинающихся с фотоионизации под действием падающего солнечного излучения. Свечение дневного неба трудно наблюдать с поверхности Земли (хотя некоторые наблюдения и возможны); необходимы измерения с ракет. Запись спектра излучения дневного неба в видимой области, полученная во время полета ракеты, показана на рис. 172.

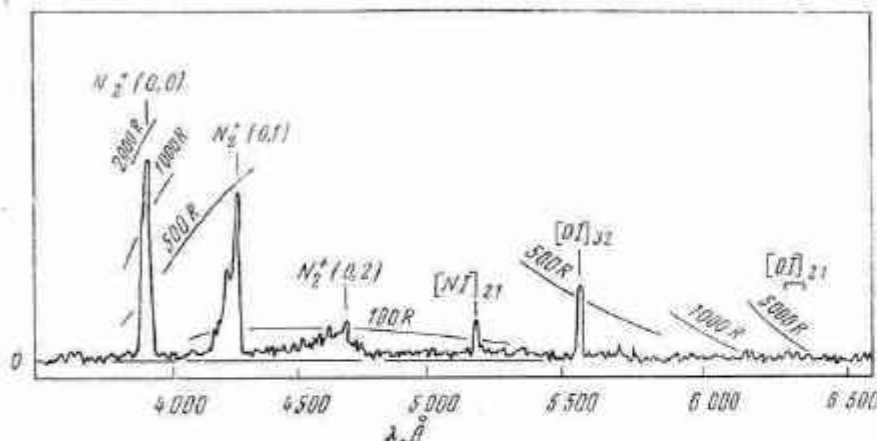


Рис. 172. Спектр излучения дневного неба, полученный на ракетном спектрометре на высоте больше 150 км (по Уоллесу и Нидею, обсерватория Кит Пик).

Наблюдения дневного излучения атмосфер других планет затруднительны в том случае, если заметная доля непрерывного излучения отражается вверх атмосферой или поверхностью планеты. Следовательно, целесообразно искать дневное излучение в далеком ультрафиолете, где, как можно ожидать, непрерывное излучение слабо. Такие условия выполняются, например, при наблюдении рассеяния излучения $\text{Ly}\alpha$ на дневной стороне Земли, если смотреть на Землю сверху. Водород может и не быть обильным на Марсе и Венере, но предполагают, что содержание атомарного кислорода на Марсе может быть большим, в этом случае возможно, что дневное излучение будет доступно наблюдению в резонансных линиях мультиплета кислорода $\lambda\lambda 1302$ и 1306 Å . Следует подчеркнуть, что метод переноса лучистой энергии, развитый в разд. 4.1, применим и в случае изучения планетных атмосфер. Этот метод иллюстрируется ниже в связи с вопросом об образовании слабых линий

поглощения в планетных спектрах. Многочисленные приложения метода переноса к случаю дискретных эмиссий земной атмосферы (включая дневное излучение) можно найти в работе [2].

Уравнение переноса и непрерывное излучение

Непрерывное излучение происходит в результате рассеяния солнечного света частицами пыли и молекулами. Голубой цвет и поляризация дневного неба также связаны с рассеянием. Такие задачи поддаются описанию с помощью уравнения переноса лучистой энергии. Исследования непрерывного излучения других планет (например, определение изменения интенсивности излучения от центра к краю) может дать некоторую информацию относительно индикатрисы рассеяния (см. (9) разд. 4.1). При этом необходимо принимать во внимание излучение, отраженное от поверхности планеты. Фактически рассмотрение планетных атмосфер сводится к решению задачи переноса энергии в плоско-параллельной атмосфере, освещенной сверху параллельным пучком света, а снизу — излучением, отраженным от поверхности.

Здесь мы проиллюстрируем способы решения задачи переноса, рассмотрев образование слабых линий поглощения в спектре атмосферы планеты. Часто профили линий рассчитываются в предположении, что они образуются в результате процессов чистого поглощения и что падающий поток света, пройдя через атмосферу, отразится от поверхности и вновь пройдет через атмосферу к наблюдателю. В этом случае поглощение будет определяться удвоенной оптической толщиной в данном направлении или (в терминах, принятых в теории переноса, см. разд. 4.1) выражением

$$I = I_0 e^{-2(\tau/\mu)} \quad (1)$$

К сожалению, уравнение (1) годится только в том случае, если все входящее излучение отражается от поверхности планеты и если рассеяние несущественно.

Рассмотрим теперь бесконечную рассеивающую атмосферу, в которой находится некая поглощающая составляющая, которая поглощает только одну частоту. Пусть σ — коэффициент рассеяния, а K_ν — коэффициент поглощения; тогда альбеда однократного рассеяния (которое дает отношение количества рассеянного излучения к полному количеству излучения, теряемому лучом) равно

$$\tilde{\omega}_\nu = \frac{\sigma}{\sigma + K_\nu} \quad (2)$$

Очевидно, что $\tilde{\omega}_\nu$ меняется вдоль профиля линии и равно 1 в непрерывном спектре. Положим, что всегда $\tilde{\omega}_\nu \approx 1$ и примем монохроматическое приближение (нет перераспределения фотонов по частоте).

те). Для бесконечно протяженной атмосферы, освещаемой падающим потоком $[F]$, интенсивность отраженного света задается выражением

$$I = \frac{\mu_0}{\mu + \mu_0} H_{\omega}(\mu) H_{\omega}(\mu_0) \frac{\tilde{\omega}_v F}{4}. \quad (3)$$

Это есть уравнение (56) разд. 4.1, в котором мы ввели обозначение $\tilde{\omega}$, чтобы подчеркнуть, что функция H есть функция альбеда. Теперь искомая величина есть

$$R_v = \frac{I_c - I_v}{I_c}, \quad (4)$$

где I_c — интенсивность континуума спектра, I_v — интенсивность в линии. Используя уравнение (3), имеем

$$R_v = 1 - \frac{H_{\omega}(\mu) H_{\omega}(\mu_0)}{H_1(\mu) H_1(\mu_0)}, \quad (5)$$

где через $H_1(\mu)$ обозначена функция H при $\tilde{\omega}_v = 1$. Исследование функции H дает при $\tilde{\omega}_v \approx 1$ выражение

$$H_{\omega}(\mu) = \frac{H_1(\mu)}{1 + \mu [3(1 - \tilde{\omega}_v)]^{1/2}}. \quad (6)$$

Подставляя (6) в (5) и принимая во внимание, что $1 \gg \mu [3(1 - \tilde{\omega}_v)]^{1/2}$, получим

$$R_v = (\mu + \mu_0) [3(1 - \tilde{\omega}_v)]^{1/2}. \quad (7)$$

Комбинируя последнее уравнение с уравнением (2) и помня, что $\sigma \gg K_v$, получим

$$R_v = 3^{1/2} (\mu + \mu_0) \left(\frac{K_v}{\sigma} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Таким образом, для слабых линий поглощение растет как корень квадратный из коэффициента поглощения.

Часто удобнее вычислять эквивалентную ширину

$$W_v = \int R_v dv. \quad (9)$$

Для того чтобы интерпретировать полосы CO_2 Венеры, предполагалось, что силы осцилляторов равны и, следовательно, коэффициент поглощения пропорционален населенности нижнего, входящего в переход, вращательного уровня N_J . Таким образом,

$$W_v(J) = \text{const} \cdot N_J^{1/2}. \quad (10)$$

По эквивалентной ширине линии в полосе мы можем определить

относительную населенность различных вращательных уровней. Если предполагать больцмановское распределение по состояниям, то можно найти температуру, которая соответствует отражающему слою.

На этом мы заканчиваем изложение метода решения проблемы переноса в планетных атмосферах.

18.11. МАРС*

Атмосфера Марса сильно разрежена, но в остальном довольно похожа на земную. Атмосфера прозрачна для видимого излучения, а ускорения силы тяжести различаются не очень значительно.

Химический состав атмосферы

Единственными составляющими марсианской атмосферы, существование которых твердо установлено, являются углекислый газ и вода. По расширению линий, обусловленному давлением, находят, что по объему CO_2 составляет 2,2% марсианской атмосферы; с другой стороны, анализ кривой роста дает около 20% CO_2 . Количество воды очень мало. Верхний предел возможного содержания молекул O_2 , O_3 , N_2O , CH_4 , C_2H_2 , C_2H_6 , NH_3 , N_2O_4 и CO был установлен по спектроскопическим данным; эти составляющие не могут быть основными в марсианской атмосфере. Время ускользания для водорода и гелия (разд. 18.8) очень мало, поэтому невероятно, чтобы какой-либо из этих элементов мог быть существенной составляющей атмосферы. Предполагается, что в атмосфере Марса присутствуют молекулы азота N_2 и аргона Ar . Выбор этих составляющих основан на их химической стабильности; азот выбран, кроме того, по аналогии с Землей. Следует заметить, что эти предположения не доказаны.

* Приводимые в этом разделе сведения об атмосфере Марса представляют сейчас в основном методический интерес. Авторы отмечают появление первых работ, указывающих на основании спектроскопических наблюдений на весьма низкое атмосферное давление у поверхности Марса. В июле 1965 г. при помощи космического аппарата Маринер 4 был проведен эксперимент по рефракции и поглощению радиоволн в атмосфере Марса (наблюдалось покрытие космического аппарата Марсом). Эксперимент привел к следующим выводам: шкала высот у поверхности равна 8—10 км, давление у поверхности (рассматриваются три варианта химического состава) при 100% CO_2 — 4,1—5,7 мб; 80% CO_2 + 20% Ar (или N_2) — 4,1—6,2 мб; 50% CO_2 + 50% Ar (или N_2) — 5,0—7,0 мб. Температура у поверхности соответственно $180 \pm 20^\circ \text{K}$; $175 \pm 25^\circ \text{K}$ и $170 \pm 20^\circ \text{K}$. Максимальная электронная концентрация около 10^5 электронов/см³ обнаружена на высоте 120—125 км; электронная шкала высот над максимумом равна 20—25 км. Температура на высотах 120—200 км ниже 200°K . При прохождении аппарата близ Марса не обнаружено ни магнитного поля, ни радиационных поясов (Science, 149, 3689, 1965). — Прим. ред.

Строение атмосферы Марса

Измерения с помощью термопары дают температуру около 270°K , которую мы принимаем в качестве температуры марсианской атмосферы вблизи поверхности (разд. 16.4). Шкала высот (см. (5) разд. 18.2) может быть рассчитана для N_2 ; она равна 21 км, что примерно в 2,5 раза больше, чем для Земли. Это означает, что плотность верхней атмосферы Марса больше, чем плотность земной атмосферы на такой же высоте*, несмотря на то что земная атмосфера имеет большую плотность у поверхности.

Распределение температуры может быть найдено на основе соображений, изложенных в разд. 18.6. Предполагается, что существенную роль в определении хода температуры с высотой имеют такие составляющие атмосферы, как CO_2 и CO . Другие приемлемые модели учитывают присутствие воды; до того как вода была обнаружена спектроскопически, считалось, что в атмосфере Марса имеется некоторое количество воды, так как предполагалось, что полярные шапки состоят из ледяного инея.

Адиабатический градиент для N_2 в сухой марсианской атмосфере составляет -37°K/км . Тропопауза располагается на высоте около 8,5 км. Мезосфера простирается от 8,5 км примерно до 130 км. На Марсе нет горячей мезосферы из-за отсутствия озона O_3 . Наоборот, из-за потери энергии в инфракрасных полосах CO_2 температура постепенно убывает вплоть до мезопаузы. Вблизи мезопаузы CO_2 диссоциирует на CO и O , это ведет к образованию слоя O_2 в этой области. Тепловое излучение в полосах CO довольно существенно, и поэтому Марс имеет весьма холодную термосферу, а температура экзосферы на высоте критического уровня (около 1500 км) составляет примерно 1100°K . Это распределение температуры показано на рис. 173; для сравнения приведен ход температуры в земной атмосфере.

Для определения давления на поверхности Марса могут быть использованы соответствующие поляриметрические и фотометрические наблюдения. Учитывая эту информацию, а также наши предположения относительно химического состава атмосферы и распределение температуры, приведенное на рис. 173, можем рассчитать концентрацию основных составляющих атмосферы. Ход концентрации с высотой показан на рис. 174; для сравнения приведены земные данные. Однако возможно, что эти значения концентрации слишком велики, так как, согласно последним спектроскопическим исследованиям, давление на поверхности составляет лишь 25 мб (около 2% земного); значение, использованное в модели, приведенной выше, составляет на поверхности планеты 85 мб.

* По последним данным, плотность марсианской атмосферы всегда меньше, чем плотность земной атмосферы на той же высоте над поверхностью. —Прим. ред.

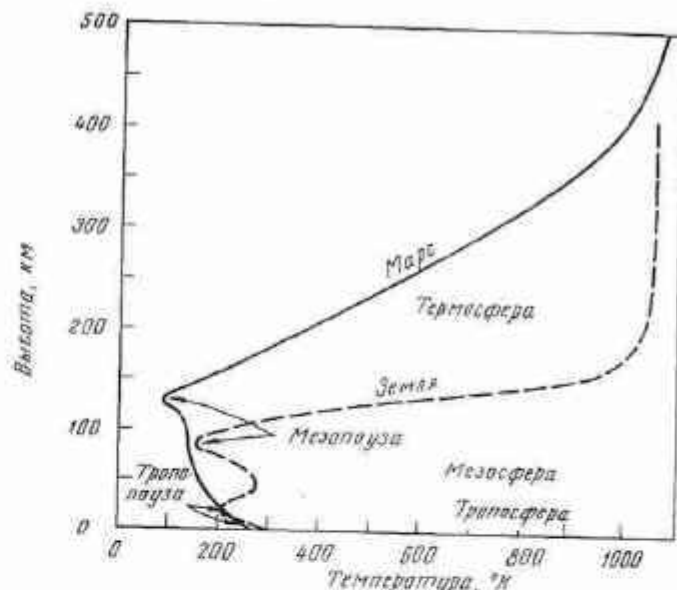


Рис. 173. Профиль температуры в атмосферах Марса и Земли (по Чемберлену [7]).

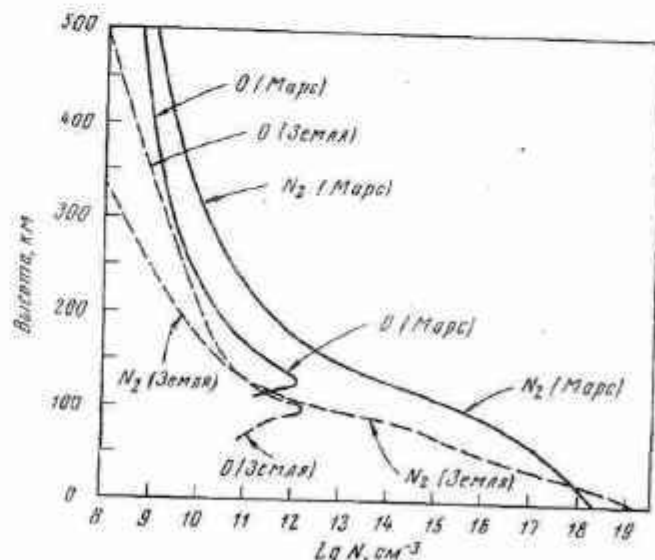


Рис. 174. Концентрация основных составляющих атмосфер Марса и Земли (по Чемберлену [7]).

При температуре экзосферы 1100° К Марс может удерживать атомарный кислород, и вокруг Марса может существовать заметная корона из нейтрального кислорода (аналогично земной водородной короне).

Мы снова подчеркиваем предварительный характер моделей марсианской атмосферы; для выяснения деталей и знакомства с другими моделями серьезный читатель обратится к литературе. Другие эффекты, такие, как наблюдаемые пылевые бури, синяя дымка и сезонные изменения полярных шапок, возможно, весьма важны для понимания марсианской атмосферы. Эти вопросы обсуждались в гл. 16.

Ионосфера

Можно приблизительно оценить электронную концентрацию в ионосферном слое Марса. Основы теории образования ионосферных слоев даны в разд. 18.5.

Ионосферный слой E_1 , возможно, существует вблизи мезопаузы; в нем процессы фотоионизации O_2 уравниваются процессами диссоциативной рекомбинации. Электронная концентрация в полдень не превышает 10^5 см^{-3} ; ночью этот слой исчезает. Добавочная часть слоя E марсианской ионосферы — слой E_2 — образуется в результате ионизации под действием рентгеновского излучения.

Марсианский слой F возникает как следствие фотоионизации атомарного кислорода (так же как и земной слой F). Рекомбинации совершаются согласно реакциям



На небольших высотах рекомбинации ограничены соотношением (2), тогда как реакция (1) определяет процессы на больших высотах в атмосфере. На высоте около 700 км доля образовавшихся молекул NO^+ согласно (1), примерно равна доле распавшихся молекул NO^+ по (2). Это является основной причиной разделения слоев F_1 и F_2 . Слой F_2 аналогичен земному с максимумом вблизи 320 км. Электронная концентрация равна $\sim 10^5 \text{ см}^{-3}$. Ночью марсианский слой F_2 исчезает. Слой F_2 расположен выше уровня 700 км. Вероятно, марсианский слой F_2 играет не столь существенную роль, как земной, и быстрее разрушается ночью.

Магнитосфера

Нет никакой достоверной информации относительно напряженности и протяженности марсианского магнитного поля. На основании общих соображений относительно происхождения магнит-

ного поля планет можно сказать, что оно, по-видимому, зависит от скорости вращения; следовательно, магнитное поле Марса может быть сравнимо с земным (разд. 15.7). Рассматривалась возможность существования радиационных поясов Марса*.

18.12. ВЕНЕРА

Эту планету часто называют двойником Земли из-за ее близости в пространстве, размеров и массы. Мы увидим, однако, что атмосферы этих планет совершенно различны.

Химический состав

Единственной составляющей, присутствие которой в атмосфере Венеры твердо установлено, является CO_2 ; имеются слабые свидетельства в пользу существования в небольших количествах CO ; воды, вероятно, нет**. Делались оценки верхнего предела содержания над облачным слоем молекул O_2 , N_2O , NH_3 , CH_2O , CH_4 , C_2H_2 и C_2H_6 .

Основная составляющая атмосферы Венеры неизвестна. Обычно предполагается, что отношение CO_2/N_2 может иметь целый набор значений от 0.04 до 0.8. Как и для Марса, в атмосфере Венеры аргон может быть значительной составляющей.

Строение атмосферы Венеры

Как мы указывали в разд. 18.10, температура может быть определена по полосам CO_2 . Эта температура (по полосам вблизи 8000 Å) равна примерно 285° (однако некоторые интерпретации дают от 300 до 400° К) и, по-видимому, относится к слою, расположенному непосредственно под верхним слоем облаков. В то же время радиоизлучение на волнах 3 и 10 см дает температуру около 600° К (см. рис. 147). Предлагаются две модели, объясняющие высокую температуру атмосферы Венеры. Согласно первой, поверхность Венеры нагрета до высокой температуры; согласно второй, Венера имеет горячую ионосферу, расположенную на высоте ~ 100 км. Этот спор, по-видимому, был разрешен после сканирования диска Венеры на волне 19 мм, выполненного во время полета Маринера 2. Ожидаемые результаты для двух моделей показаны на рис. 175. Данные Маринера 2 подтвердили существование горячей поверхности. Если учитывать поглощение излучения и тот факт,

* См. примечание на стр. 450. — *Прим. ред.*

** Наблюдения при помощи воздушного шара с высот около 30 км как будто бы показали, что облака Венеры состоят из водяного льда (см. M. Böttger, W. Plummer, J. Strong, R. Zander, Journ. Geophys. Res., 70, 17, 4401, 1965). — *Прим. ред.*

что поверхность Венеры не является идеальным черным телом, то предварительная оценка дает температуру поверхности примерно 700°K , что хорошо согласуется с более ранними радиоизмерениями.

С наблюдениями совместимы две модели с довольно похожим распределением температуры. Это парниковая модель и эолосферная модель. Согласно последней, нижняя атмосфера наполнена

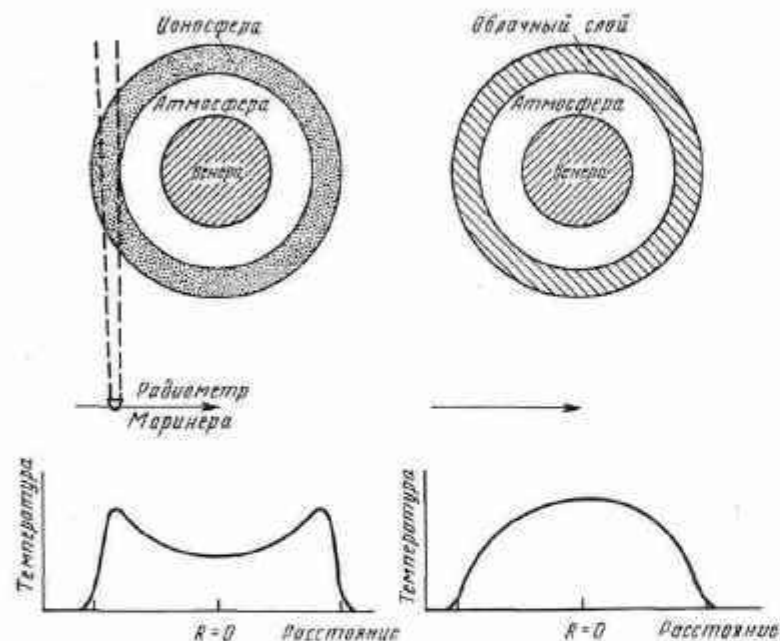


Рис. 175. Ожидаемое распределение температуры по диску Венеры на основе ионосферной модели (слева) и модели с сильно нагретой поверхностью планеты (справа). Наблюдения Маринера 2 определенно свидетельствуют в пользу второй модели [40, 41].

пылью и поверхность нагревается благодаря горячим сухим ветрам из верхних слоев атмосферы. Построение такой модели связано с общим вопросом об атмосферной циркуляции, который недостаточно ясен. Эта модель не в состоянии объяснить изменения альбедо и изменения, происходящие в зависимости от фазы. По-видимому, против эолосферной модели выдвинуты существенные возражения, но следует помнить, что все модели довольно спекулятивны.

Популярность парниковой модели, по-видимому, растет. Согласно этой модели, атмосфера относительно прозрачна для видимого излучения, но непрозрачна в далекой инфракрасной области для теплового излучения, которое выходит с поверхности планеты.

Такие составляющие, как H_2O и CO_2 , могут эффективно способствовать созданию парникового эффекта, однако трудно провести детальные расчеты, так как у нас нет основных данных относительно химического состава атмосферы ниже верхней границы облаков.

Адиабатический градиент температуры для сухой атмосферы для различных пропорций смеси CO_2 и N_2 обычно близок к

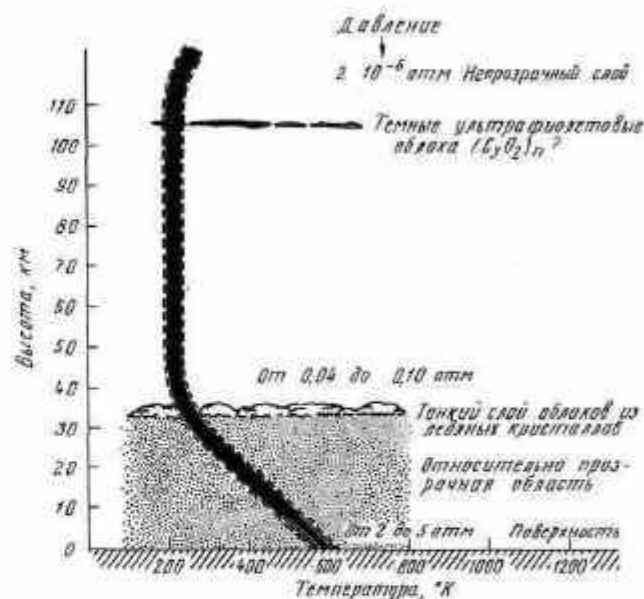


Рис. 176. Парниковая модель атмосферы Венеры (по Келлогу и Сагану [32]).

$-10^\circ\text{K}/\text{км}$. Считается, что этот градиент сохраняется от поверхности планеты до верхней границы облачного слоя, температура последней принимается равной $\sim 230^\circ\text{K}$. Таким образом, толщина облачного слоя составляет около 40 км. Предполагается, что атмосфера изотермична в пределах от основания облачного слоя до высоты ~ 100 км, где располагаются облака, закрывающие нижние слои, и ультрафиолетовые облака. Считается, что над уровнем 100 км температура растет. Парниковая модель распределения температуры и связанные с ней явления иллюстрируются на рис. 176. Слои атмосферы Венеры, излучающие в различных областях спектра, показаны на рис. 177. Типы облаков, наблюдаемых в атмосфере Венеры, описаны в гл. 16.

Очень мало известно относительно ионосферных слоев Венеры и об экзосфере и связанной с ней проблеме диссипации атмосферы.

Магнитосфера

Некоторая информация относительно магнитного поля Венеры получена с помощью Маринера 2, который прошел на расстоянии 41 000 км от Венеры и на котором были установлены счетчик заряженных частиц и магнитометр. Никакого магнитного эффекта, который можно было бы с определенностью приписать Венере, не

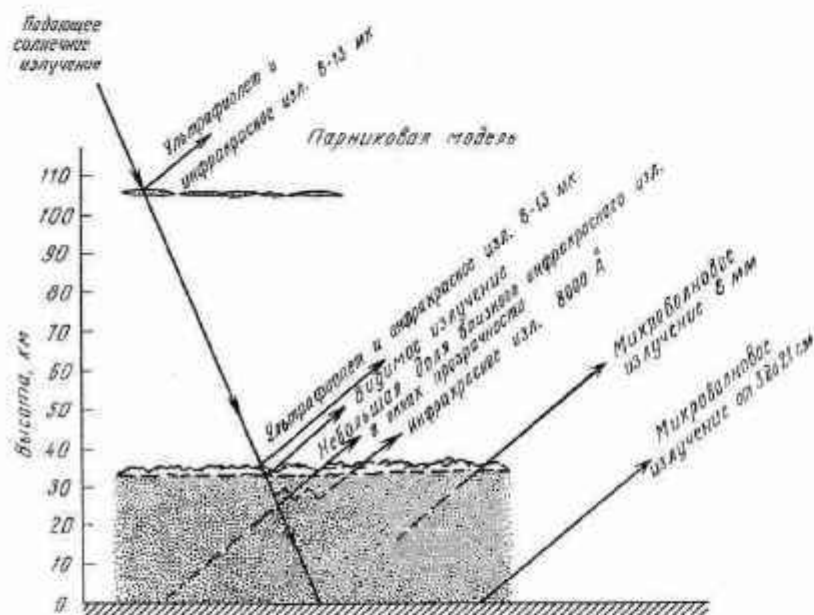


Рис. 177. Природа атмосферного излучения в парниковой модели (по Келлогу и Сагану [32]).

обнаружено. Этот результат, очевидно, согласуется с предположением о равенстве нулю магнитного момента M_V . Рассмотрение различных правдоподобных моделей позволяет определить верхний предел величины магнитного момента Венеры, выраженный в единицах магнитного момента Земли; полученный результат (хотя и очень неуверенный) равен $M_V/M_E \leq 0,1$. Этот результат интересен как сам по себе, так и в связи с предположениями, касающимися внутреннего строения Венеры. Результат согласуется с гипотезой, согласно которой медленно вращающаяся планета должна иметь слабое магнитное поле (разд. 15.7).

ЛИТЕРАТУРА

К разд. 18.1

Возможность существования атмосферы на планете Меркурий обсуждается в [33]. Терминология, касающаяся планетных атмосфер, рассмотрена в книгах

1. Nicolet M., in *The Earth as a Planet*, ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, 1954, pp. 644—712.
2. Chamberlain J. W., *Physics of Aurora and Airglow*, Academic Press, New York, 1961. (Русский перевод: Дж. Чемберлен, Физика полярных сияний и свечения атмосферы, М., ИЛ, 1963.)
3. Mitra S. K., *The Upper Atmosphere*, 2d ed., The Asiatic Society, Calcutta, 1952. (Русский перевод: С. К. Митра, Верхняя атмосфера, М., ИЛ, 1955.)

К разд. 18.2

См. [1—3].

К разд. 18.3

См. [1—3].

4. Bates D. R., in *The Earth as a Planet*, ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, 1954, pp. 576—643.

К разд. 18.4

См. [1—6] и книгу

5. *Physics of the Upper Atmosphere*, ed. J. A. Ratcliffe, Academic Press Inc., New York, 1960. (Русский перевод: Физика верхней атмосферы, под ред. Дж. Ратклифа, М., 1963.)

К разд. 18.5

См. ссылки к разд. 18.4. Результаты измерений электронной концентрации и других экспериментов, осуществлявшихся в космическом пространстве, представлены в книге

6. Rossi B., Jastrow R., in *Science in Space*, eds. L. V. Berkner, H. Odishaw, McGraw-Hill Book Company, New York, 1961, pp. 49—88. (Русский перевод: Наука в космосе, под ред. Л. В. Беркнера и Х. Одишоу, М., 1964.)

К разд. 18.6

См. [1—3] и работу

7. Chamberlain J. W., *Astrophys. J.*, **136**, 582 (1962).

К разд. 18.7

Обширный обзор дан в работе

8. Chamberlain J. W., *Planet. Space Sci.*, **11**, 901 (1963).

К разд. 18.8

Основная работа о потерях газа планетными атмосферами

9. Spitzer L., in *Atmospheres of the Earth and Planets*, 2d ed., ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, 1952, pp. 211—247. (Русский перевод 1-го изд.: Атмосферы Земли и планет, под ред. Дж. Койпера, ИЛ, М., 1951.)

Диффузия рассмотрена в статье

10. Bates D. R., McDowell M. R. G., J. Atmos. Terrest. Phys., 11, 200 (1957); 16, 393 (1959).

К разд. 18.9

Дипольное поле и другие модели магнитного поля рассмотрены в [2]; там же описаны основные физические свойства захваченных частиц. Границы земного магнитного поля рассматриваются в работе

11. Hines C. O., Science, 141, 130 (1963).

Вводный обзор по свистящим атмосферикам можно найти в работе

12. Helliwell R. A., Morgan M. G., Proc. IRE, 47, 20 (1959).

Модели области свистящих атмосфериков и обсуждение годовых вариаций (основанных на пиковых свистах) имеются в работах

13. Smith R. L., J. Geophys. Res., 66, 3709 (1961).

14. Carpenter D. L., J. Geophys. Res., 67, 3345 (1962).

Обзор современных данных о радиационных поясах, образованных захваченными частицами, с обширной библиографией дается в книге

15. Van Allen J. A., in Science in Space, eds. L. V. Berkner, H. Odishaw, McGraw-Hill Book Company, New York, 1961, pp. 275—295. (Русский перевод: Наука в космосе, под ред. Л. В. Беркнера и Х. Одшоу, М., 1964.)

Данные более поздних измерений и их обсуждение см. в работах

16. O'Brien B. J., Space Sci. Rev., 1, 415 (1963).

17. Frank L. A., Van Allen J. A., Mascaro E., J. Geophys. Res., 68, 3543 (1963).

Солнечно-земные связи и магнитные бури обсуждаются в [2] и работах

18. de Jager C., in Handbuch der Physik, Bd. 52, eds. S. Flügge, Springer-Verlag OHG, Berlin, 1959, S. 80—362. (Русский перевод: К. Н. де Ягер, Строение и динамика атмосферы Солнца, М., ИЛ, 1962.)

19. Kuiperheuer K. O., in The Sun, ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, 1953, pp. 322—465. (Русский перевод: Солнце, под ред. Дж. Койпера, М., ИЛ, 1957.)

20. Ellison M. A., The Sun and Its Influence, 2d ed., Routledge and Kegan Paul, Ltd., London, 1959. (Русский перевод 1-го изд.: Эллисон М., Солнце и его влияние на Землю, М., 1958.)

К разд. 18.10

Полный обзор исследований полярных сияний и свечения неба, выполненных до 1961 г., представлен в [2]. Рассмотрение полярных сияний и высвечения частиц, основанное главным образом на наблюдениях со спутников, содержится в работах

21. Winkler J. R., Bhavsar P. D., Anderson K. A., J. Geophys. Res., 67, 3717 (1962).

22. O'Brien B. J., J. Geophys. Res., 67, 3687 (1962).

Наибольший прогресс в изучении физики свечения неба (после 1961 г.) достигнут в работах, посвященных дневному свечению, в частности по обнаружению эмиссии дневного неба при наблюдениях как с Земли, так и на ракетах

23. Noxon J. F., Goody R. M., Atmos. Sci., 19, 342 (1962).

24. Wallace L. V., Nidey R. A., J. Geophys. Res., 69, 471 (1964).

Излучение атмосферы рассматривается в работе

25. Hunter D. M., Appl. Opt., 3, 167 (1964).

Обзор по физике свечения дневного неба дан в работе

26. Chamberlain J. W., Science, 142, 921 (1963).

Перенос излучения в планетных атмосферах рассматривается в работах

27. Van de Hulst H. C., in The Atmospheres of the Earth and Planets, 2d ed., ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, 1952. (Русский перевод 1-го издания: Атмосферы Земли и планет, под ред. Дж. Койпера, М., ИЛ, 1951.)

28. Chandrasekhar S., Radiative Transfer, Dover Publication Inc., New York, 1960. (Русский перевод: Чандрасекар С., Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.)

29. Амбарцумян В. А., Теоретическая астрофизика, ГОНТИ, Л.—М., 1939.

30. Van de Hulst H. C., Irvine W. M., La Physique des Planètes, Institut d'Astrophysique, Liège, 1963, pp. 78—98. (Liège Astrophysical Colloquium, 1962.)

Задачи о переносе энергии в атмосфере взята из работы

31. Chamberlain J. W., Kuiper G. P., Astrophys. J., 124, 399 (1956).

К разд. 18.11

Модель марсианской атмосферы, представленная в тексте, описана в [7]. См. также

32. Kellogg W. W., Sagan C., The Atmospheres of Mars and Venus, Natl. Acad. Sci., Natl. Res. Council, Publ. 944, 1961. (Русский перевод: Келлог В., Сэган К., Атмосферы Марса и Венеры, М., ИЛ, 1962.)

33. Sagan C., Kellogg W. W., Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1, 235 (1963).

34. Kellogg W. W., in Space Age Astronomy, eds. A. J. Deutsch, W. B. Klemperer, Academic Press Inc., New York, 1962, pp. 425—429.

Обширная библиография имеется в [32, 33].

Об обнаружении водяных паров на Марсе сообщается в работе

35. Spragg H., Münch G., Kaplan L. D., Astrophys. J., 137, 1319 (1963).

Возможность существования радиационных поясов обсуждается в работе

36. Singer S. F., in Space Age Astronomy, eds. A. J. Deutsch, W. B. Klemperer, Academic Press Inc., New York, 1962, pp. 444—451.

Некоторые соображения относительно магнитного поля планет приведены в [43] и в работе

37. Kern J. W., Vestine E. H., Space Sci. Rev., 2, 136 (1963).

К разд. 18.12

Структура атмосферы Венеры рассмотрена в [32, 33] и в работе

38. Sagan C., in Space Age Astronomy, eds. A. J. Deutsch, W. B. Klemperer, Academic Press Inc., New York, 1962.

Полный обзор спектров Венеры, полученных вплоть до 1961 г., дан в работе

39. Newkirk G., The Spectrum of Venus, A Review. К сожалению, этот труд еще не опубликован.

Исследования, выполненные на Маринере 2 с помощью микроволнового радиометра, описаны в работах

40. Barath F. T., Barrett A. H., Copeland J., Jones D. E., Lilley A. E., Science, **13**, 908 (1963).
41. Barrett A. H., Lilley A. E., Sky and Telescope, **52**, 192 (1963).

Выполненные на Маринере 2 наблюдения заряженных частиц и магнитного поля в окрестностях Венеры описаны в работах

42. Frank L. A., Van Allen J. A., Hills N. K., Science, **139**, 905 (1963).
43. Smith E. J., Coleman P. J., Sonett C. P., Science, **139**, 909 (1963). См. также [37].

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

44. Соболев В. В., Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, 1956.
45. Саган К. и Келлог У., Планеты земной группы, перевод и дополнение В. И. Мороза, Успехи физ. наук, **83**, вып. 2, 259 (1964).
46. Кузьмин А. Д., Результаты радиоаблюений Меркурия, Венеры и Марса, Успехи физ. наук, **90**, вып. 2, 303 (1966).

Об исследовании атмосферы Земли с помощью ракет и спутников см.

47. Сборник «Исследование космического пространства», изд-во «Наука», 1965.
48. Сборник «Околосреднее космическое пространство (справочные данные)», под ред. Ф. С. Джонсона, М., изд-во «Мир», 1966.

ГЛАВА 19

Луна и другие спутники

Среди многочисленных естественных спутников солнечной системы Луна занимает необычное, уникальное место не только в силу того, что она является единственным естественным спутником Земли, но также и потому, что она обладает большими сравнительно со своей планетой размерами. Наблюдателю, находящемуся в какой-нибудь точке солнечной системы, Земля и Луна казались бы двойной планетой. Все другие спутники чрезвычайно малы по сравнению с планетами, которым принадлежат, и как тела солнечной системы относительно менее интересны. Большая часть этой главы посвящена Луне в связи с ее значением в солнечной системе и интенсивным интересом, проявляемым к ней в последнее время.

19.1. ДВИЖЕНИЕ ЛУНЫ

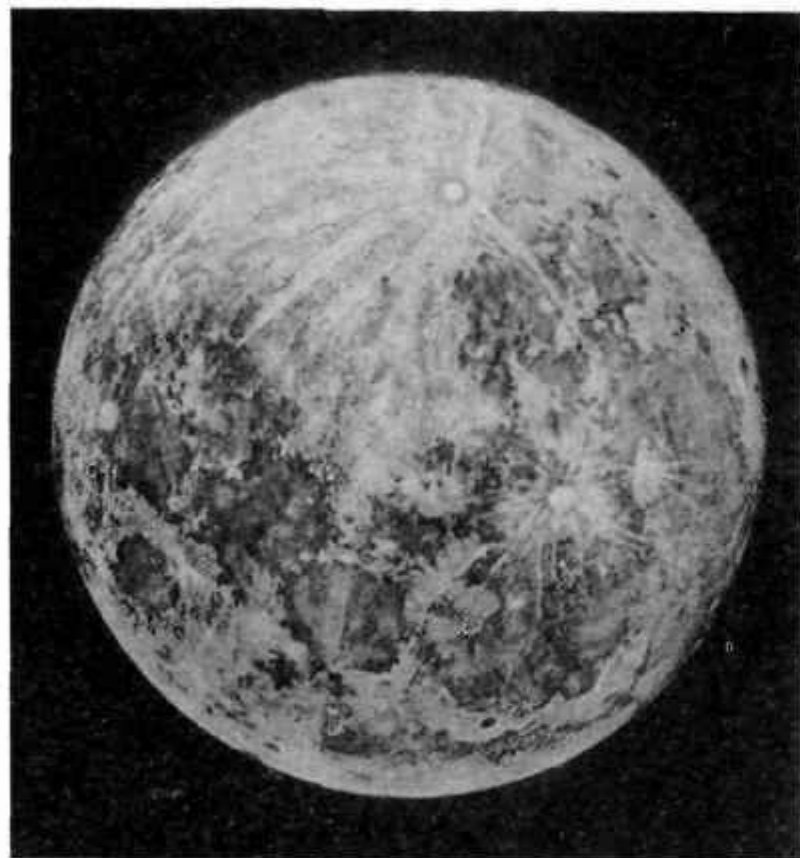
Проблема движения Луны в пространстве чрезвычайно сложна. Система Земля — Луна не представляет собой идеального случая задачи двух тел (разд. 2.2). Причинами этого являются: 1) большие

Таблица 47

Среднее годовое возмущение перигея
лунной орбиты [1]

Причина возмущения	Возмущение перигея
Солнце	+146 426",92
Несферичность Земли	+6,41
Планеты	+2,53
Масса Земли	-0,68
Несферичность Луны	+0,03
Учет общей теории относительности	+0,02
Суммарный эффект	+146 435",23

возмущения, оказываемые Солнцем на систему Земля — Луна, 2) воздействия со стороны других планет и 3) несферичность как Земли, так и Луны. Относительное влияние различных возмущающих факторов иллюстрируется табл. 47, в которой приведены

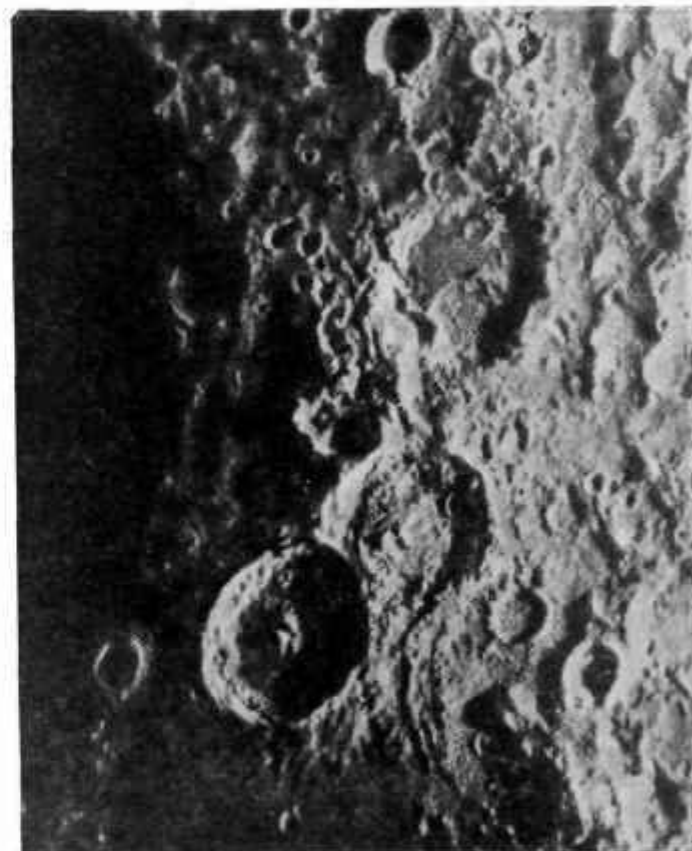


Р и с. 178. Луна в полнолуние. Фотография получена на 36-дюймовом рефракторе Ликской обсерватории; юг сверху.

возмущения положения перигея лунной орбиты, вызываемые каждым фактором.

Методы, с помощью которых учитываются влияния всех этих факторов на движение Луны, были разработаны Броуном, чьи работы по теории движения Луны дают исчерпывающий анализ проблемы. Предсказания положения Луны, основанные на его теории

движения Луны, настолько точны, что дали ученым возможность открыть и измерить небольшие изменения скорости вращения Земли. Расхождения между реальным положением Луны и предсказанным по теории составляют несколько секунд дуги в столетие



Р и с. 179. Три лунных кратера, расположенные чуть севернее Алтайских гор: Катарина (сверху), Кирилл (в середине) и Феофил. Фотография получена на 120-дюймовом рефлекторе Ликской обсерватории.

и объясняются небольшими неравномерными изменениями продолжительности земных суток.

Расстояние до Луны наиболее точно определяется радиолокационными методами; до 1957 г. ученым приходилось полагаться на более грубый метод оптической триангуляции. На основе радио-

локационных измерений, опубликованных в 1959 г., было вычислено среднее расстояние между центром Луны и центром Земли, равное $384\,402 \pm 1,5$ км.

19.2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Из-за отсутствия сколько-нибудь заметной атмосферы на Луне (разд. 19.4) детали ее поверхности легко наблюдать с земных обсерваторий. Рельеф Луны явно разделяется на два основных типа: темные равнинные участки и яркие области с неровной гористой поверхностью (рис. 178). Более 75% всей площади занято гористой местностью. Эта оценка учитывает наблюдения невидимой стороны Луны, проведенные советскими учеными*.

Кратеры

Наиболее впечатляющими и заметными образованиями на Луне являются кратеры. Только на видимой стороне Луны насчитывается около 300 000 кратеров диаметром более 1 км. Эти объекты представляют собой замкнутый вал, окружающий сравнительно плоское дно; обычно вал возвышается примерно на 1000 м над окружающей поверхностью, а дно понижено более чем на 1000 м относительно нормального уровня**. Размеры кратеров колеблются от едва разрешимых объектов с поперечником в несколько сотен метров до огромных цирков свыше 200 км в диаметре (рис. 179).

Происхождение лунных кратеров долгое время служит предметом споров. По аналогии с земными кратерами предлагаются два варианта: либо они возникли в результате столкновений, подобно земным метеоритным кратерам (разд. 11.8), либо это вулканические объекты. Единственный тип вулканического кратера, подобный лунным образованиям, — это так называемые *маары*, которые представляют собой мелкие круговые впадины, обрамленные более высокими краями (рис. 180). Аргументы в пользу либо вулканической природы лунных кратеров, либо гипотезы столкновения основываются главным образом на тех наиболее значительных характеристиках и различных взаимосвязях, которые были открыты учеными при изучении этих объектов. Основные характерные особенности лунной поверхности, вокруг которых ведется спор, обрисованы ниже.

* В 1965 г. при помощи космического аппарата Зонд 3 были получены фотографии той части Луны, которая оставалась неизвестной после 1959 г. (когда было впервые получено изображение невидимого полушария); вновь сфотографированный участок также представляет собой гористую местность. — Прим. ред.

** Для кратеров диаметром порядка 10 км. — Прим. ред.

1. Распределение. Статистическое изучение распределения кратеров по лунной поверхности позволило вполне уверенно утверждать, что оно случайное и имеются лишь незначительные отклонения от закона случайного распределения. Этот факт используется в качестве аргумента против вулканической гипотезы, поскольку распределение вулканов на Земле совсем не случайно*.

2. Цепочки кратеров. Помимо кратеров, расположенных беспорядочно по всей поверхности, встречаются группы, в которых кратеры расположены в виде коротких цепочек, содержащих около



Рис. 180. Профили кратеров и кратерообразных образований на Земле и на Луне.

пяти сходных маленьких кратеров. Существование таких цепочек использовалось как доказательство вулканического происхождения, поскольку цепочки вулканов — обычное явление на Земле. Образование цепочек объясняется тем, что центры вулканической деятельности располагаются параллельно некоторым большим структурным образованиям земной коры. С другой стороны, указывалось, что такие цепочки кратеров довольно естественно могли образоваться из потоков изверженного материала, выброшенного во время формирования метеоритного кратера большего размера.

3. Центральные горки. Многие лунные кратеры имеют центральные горки или группы гор (рис. 179 и 181). Высказывалось предположение, что они похожи на конусы плака, иногда встречающиеся в земных маарах. Однако сторонники метеоритной гипотезы полагают, что такие горки могли образоваться в резуль-

* В последние годы появились работы, авторы которых обнаруживают отклонение от случайности в распределении лунных кратеров, однако в этих работах отсутствует учет разновременности образования различных участков лунной поверхности. — Прим. ред.

тате кумулятивного эффекта при столкновении метеорита с лунной поверхностью.

4. Системы лучей. На поверхности Луны видны системы светлых, не отбрасывающих теней лучей, расходящихся радиально от некоторых больших кратеров (рис. 178 и 181). Часто лучи простираются на значительные расстояния и беспрепятственно пере-



Рис. 181. Лунные кратеры. Архимед (сверху), Автолик (слева сверху) и Аристилл (слева снизу). На этой замечательной фотографии, полученной в фокусе куде 120-дюймового рефлектора Ликской обсерватории, видны многие детали, описанные в тексте, в том числе система лучей (вокруг Аристилла), трещины, горные хребты, заполненные кратеры, цепочки гор и бесчисленные крошечные кратеры. Масштаб можно оценить по кратеру Архимед, диаметр которого около 80 км.

секают поверхность любого рельефа. Их внешний вид определенно наводит на мысль, что они образовались при выбросе вещества из кратеров, происходящем в радиальном направлении, хотя так же правомерно предположение, что лучи представляют собой системы трещин в лунной поверхности, образовавшихся при столкновении с метеоритом*. Таким образом, возможными причинами образования систем лучей независимо от их природы могли быть как столкновения с метеоритами, так и вулканические извержения,

5. Заполненные кратеры. В местах с более гладкой поверхностью существует большое число кратеров, у которых виден только гребень или часть кольцевого вала; кажется, что кратер заполнен веществом, которым покрыта лунная поверхность (рис. 181). Легко себе представить, что кратеры могли заполниться потоками вулканической лавы, хотя также можно допустить, что кратеры заполнены пылью или веществом метеоритного происхождения.

6. Закон Шрётера. Селенограф Шрётер давно указывал, что для большинства лунных кратеров объем вещества, заключенного между нормальным уровнем лунной поверхности и дном кратера, очень близко совпадает с объемом вещества в кольцевом вале. Это соотношение вполне естественно объясняется метеоритной гипотезой.

7. Отсутствие эрозии. Из-за отсутствия атмосферы лунная поверхность подвергается незначительной эрозии, на нее действуют только солнечная и космическая радиации различных видов и температурные изменения**. На основе этого высказываются следующие соображения: поскольку мы знаем, что на протяжении периода существования солнечной системы большое количество метеоритов и астероидальных тел, без сомнения, сталкивались с Луной (большие метеоритные кратеры на Земле свидетельствуют в пользу этого), то по крайней мере некоторые особенности лунной поверхности должны быть результатом таких столкновений.

8. Кратеры на вершинах гор и куполоподобные образования. С помощью метеоритной гипотезы нельзя объяснить происхождение двух довольно сходных деталей лунной поверхности: гор округлой

* Наблюдения при помощи космических аппаратов типа Рейнджер, передававших изображение участков лунной поверхности с большим разрешением, показали, что для лучей характерно скопление мелких кратеров, скорее всего возникших при выбросе вещества, имевшем место при образовании крупных кратеров.— *Прим. ред.*

** Это справедливо лишь по отношению к крупным кратерам, мелкие кратеры подвергаются метеоритной эрозии.— *Прим. ред.*

формы, имеющих на вершине кратеры, и низких куполоподобных гор с гладкой поверхностью. Некоторые из них также имеют в центре кратеры (рис. 180). Оба эти образования схожи с аналогичными земными образованиями вулканического происхождения. И если большинство кратеров возникло в результате столкновения с метеоритами, то по крайней мере эти, по-видимому, вулканического происхождения.

9. Размеры кратеров. Найдено эмпирическое соотношение между диаметром и глубиной лунных кратеров; этот же закон довольно хорошо соблюдается для земных метеоритных кратеров и кратеров, получающихся при взрыве атомной бомбы. Диаметр D связан с глубиной d (значения обеих величин выражены в километрах) соотношением

$$\lg D = 0,108 (\lg d)^2 + 0,803 \lg d + 0,62. \quad (1)$$

В настоящее время нет единого мнения по вопросу о происхождении лунных кратеров, хотя предпочтение в основном отдается метеоритной гипотезе. В нашем распоряжении имеются многочисленные факты, а использование современных астрофизических методов исследования (разд. 19.3), так же как и неминуемый полет к Луне и непосредственное изучение Луны в ближайшем будущем, обещают дать ответ на многие нерешенные вопросы.

Моря

Первоначально думали, что большие темные гладкие области на Луне представляют собой моря, почему они и получили свое название. Конечно, в них нет воды и фактически они не являются даже *вроде* гладкими. Внешние очертания лунных морей имеют примерно форму круга или многоугольника (см. рис. 178). Часто их обрамляют гористые области. Относительно гладкая поверхность морей кое-где испещрена небольшими кратерами, хребтами и мелкими долинами (рис. 182).

Близкая к кругу форма морей привела к предположению, что они представляют собой гигантские кратеры, которые, возможно, образовались в ранний период истории существования солнечной системы в результате столкновения с астероидами или кометами. Одно из объяснений гладкой поверхности морей заключается в предположении, что они покрыты потоками лавы, вытекшей при таком столкновении. Другое объяснение состоит в том, что моря заполнены очень толстым слоем пыли, образовавшимся в результате отложений вещества при разрушении более высоких окружающих образований*.

* Совершившие мягкую посадку на Луне аппараты Луна-9 и Сервейор показали, что поверхность морей не представляет собой сыпучей среды. — *Прим. ред.*

Горы

Помимо кольцевых валов с центральными горками, на обширных областях лунного ландшафта вне морей расположено много гор. Встречаются протяженные горные цепи и изолированные пики.



Рис. 182. Восточная граница Моря Спокойствия, где видна часть знаменитой трещины Ариадей (в центре справа). Фотография получена на 120-дюймовом рефлекторе Ликской обсерватории.

К наиболее заметным горным цепям относятся Альпы, Аппенины и недавно открытый Хребет Советский. Лунные горы редко возвышаются больше чем на 6000 м над своими основаниями, а большинство хребтов имеют в среднем высоту меньше 3000 м. Склоны гор большей частью не очень крутые; в среднем наклон не превы-

шает 15° , хотя в отдельных случаях он может быть много больше. Измерения высот и углов наклона лунных образований проводятся традиционными методами с помощью измерения их теней. Это делается на основании простых геометрических соображений.

Трещины

Одними из многих загадочных и интригующих особенностей лунного ландшафта являются трещины, или борозды, неглубокие ущелья, которые в случайных направлениях прорезают многие области лунной поверхности. Открыто и измерено свыше 400 трещин. Наибольшие из них достигают 300 км в длину и до 5 км в ширину. Тщательные измерения теней показывают, что их глубина составляет лишь несколько сотен метров. Хотя существует масса гипотетических объяснений возникновения трещин, тем не менее истинный процесс их образования пока еще непонятен*. Замечательный образец трещины — трещина Ариадей (рис. 182).

Сбросы

Возможно, что по своему происхождению трещины связаны с образованиями, имеющими вид длинных, прямых, крутых обрывов; наиболее известный пример — Прямая Стена длиной 100 км. Такие обрывы, возможно, представляют собой сбросы, подобные земным. Проведенные в последнее время измерения Прямой Стены показали, что ее высота равна 200 м, а крутизна обрыва не превышает 44° .

Долины

По-видимому, сходными с трещинами образованиями являются также прямолинейные, гористые, местами глубокие долины. Самая большая, Альпийская долина прорезает 150-километровый путь через лунные Альпы. Некоторые долины имеют у одного конца небольшой (~10 км) горный затор; это привело к предположению, что долины вырыты скалами, пробороздившими лунную поверхность. Возможно, что при столкновении с метеоритом, вызвавшим образование морей, были вырваны и выброшены примерно в горизонтальном направлении огромные куски лунной породы. Они и явились причиной образования лунных долин.

* Снимки на космических аппаратах Рейнджер показали, что в ряде случаев трещины распадаются на цепочки кратеров. — *Прим. ред.*

Валы

Довольно обычной деталью на более ровных участках лунной поверхности являются низкие, сглаженные, как бы стелющиеся валы. Они возвышаются на несколько сотен метров над окружающей поверхностью; ширина их часто достигает 20 км, а длина — 100 км. Морщинистая поверхность валов позволяет предположить, что они представляют собой края лавовых потоков; однако отсутствие различий местности по разные стороны валов, по-видимому, исключает такую интерпретацию. Наиболее общепринятая точка зрения состоит в том, что образование валов вызвано сжатием лунной коры.

19.3. ПРИРОДА ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В настоящее время природа лунной поверхности детально изучается. Применение новых методов исследования (радиолокаторы, радиотелескопы, инфракрасные детекторы, лазеры, ракеты) вызвало к жизни новые идеи, новые типы экспериментов, открыло поле деятельности для новых групп ученых.

По тому, как Луна отражает электромагнитное излучение, можно определить характер вещества, покрывающего поверхность. Среднее альbedo Луны очень мало; визуальное альbedo всего диска (по Бонду) равно 0,073. Это предполагает очень темное поверхностное вещество, подобное наиболее темным земным скальным породам, таким, как базальты. Отдельные участки на Луне имеют разные альbedo, сильно отличающиеся от среднего. Результаты некоторых измерений приведены в табл. 48. Низкие альbedo имеют в основном

Таблица 48

Альbedo некоторых лунных образований
(по Фесенкову)

Образование	Альbedo
Дно кратера Гримальди	0,061
Дно кратера Юлий Цезарь	0,074
Дно кратера Теофил	0,088
Дно кратера Птолемей	0,102
Лучи кратера Коперник	0,122
Стена кратера Гортензий	0,149
Стена кратера Коперник	0,156
Центральная горка кратера Аристарх	0,183

моря и дно кратеров, в то время как лучи, валы, окаймляющие кратеры, и гористые области обладают большими альбедо.

Кривая изменения блеска Луны с фазой, полученная в визуальных лучах (рис. 183), дает информацию о структуре вещества, составляющего поверхность. Крутизна кривой хода яркости в зависимости от угла фазы много больше, чем для гладкой сферы с матовой поверхностью; это указывает на значительную шероховатость поверхности. Масштаб неровностей больше длины волны света, поэтому даже при средних углах фазы большая часть поверхности,

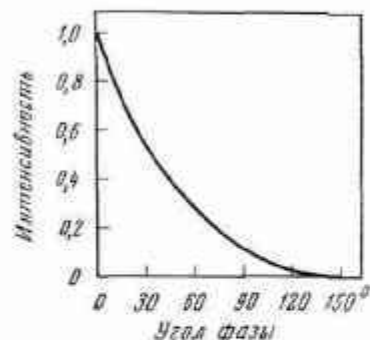


Рис. 183. Фазовая кривая интенсивности видимого света, отраженного Луной (по Ресселу).

обращенной к Солнцу, должна находиться в тени, хотя неровности рельефа отбрасывают небольшие тени. Другим указанием на такой характер затенения является тот факт, что яркость какой-либо отдельной точки на Луне оказывается наибольшей при полнолунии, а не во время местного полудня, как было бы в случае более гладкой поверхности. Отсутствие потемнения лунного диска к краю во время полнолуния является еще одним проявлением этого свойства поверхности.

Свойства поверхности характеризуются также наблюдениями отражательной способности Луны с помощью радиолокаторов. Согласно этим наблюдениям, диэлектрическая постоянная вещества, из которого состоит лунная поверхность, равна примерно 1,5. Измерения излучательной способности также дают невысокое значение для диэлектрической постоянной. Для горных пород, стекла и других земных материалов значение ϵ лежит между 3 и 10, однако очень пористые образцы (около 80% пористости) этих веществ могут иметь столь же низкие значения ϵ , как и лунные породы. Этот факт является дополнительным доказательством того, что поверхность Луны не гладкая, а имеет грубую структуру, возможно волокнистую или пористую*.

* Исследования на аппаратах Луна 9 и Сервейер показали, что поверхность Луны сплошь изрыта мелкими кратерами и имеет губчатую структуру. — Прим. ред.

Измерения температуры Луны также позволяют выяснить свойства вещества, составляющего поверхность. Исследовались изменения лунной температуры 1) по диску, 2) в течение месяца, 3) во время лунных затмений, 4) в зависимости от длины волны. На основе таких измерений были сделаны следующие выводы:

1. Измерения в инфракрасной и микроволновой областях спектра дают возможность непосредственно определять температуру диска, в этом случае можно пользоваться уравнением (2) разд. 3.1.

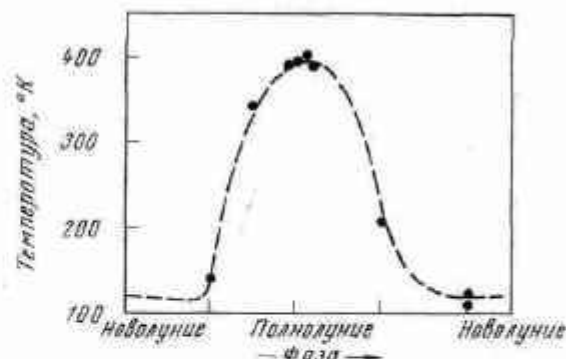


Рис. 184. Изменение температуры центра диска Луны в течение месяца. Пунктир — теоретически рассчитанная кривая для поверхности, заданной следующим параметром: $(K\rho)^{1/2} = 2 \cdot 10^{-3}$ (по Синтону).

Если ξ — угловое расстояние между точкой, в которой ведется измерение, и подсолнечной точкой, то результаты инфракрасных измерений приводят к соотношению

$$T = 389^\circ (\cos \xi)^{1/2}. \quad (1)$$

Легко показать, что для гладкой поверхности температура изменяется как $(\cos \xi)^{1/4}$. Наблюдаемая зависимость температуры от $\cos \xi$ интерпретируется как следствие шероховатости поверхности, хотя в деталях интерпретация не разработана.

2. На рис. 184 приведена зависимость температуры от фазы за месяц. Результаты измерений можно выразить через такие физические параметры, как теплопроводность K , теплоемкость c и плотность вещества поверхности ρ , поскольку форма кривой определяется произведением этих трех физических параметров. В единицах СГС величина $(K\rho)^{1/2}$ (тепловая инерция) для Луны приблизительно равна $2 \cdot 10^{-3}$, в то время как для обычных земных пород она равна $\sim 5 \cdot 10^{-2}$, а для земных песков $\sim 10^{-1}$. Однако значение $(K\rho)^{1/2}$ для очень мелкой пыли в вакууме примерно равно 10^{-3} . Таким образом, эти измерения как будто свидетельствуют

в пользу предположения о наличии пыли на поверхности Луны. Измерения температуры в микроволновом диапазоне дают меньшую амплитуду изменений и значительное запаздывание по фазе по сравнению с измерениями в инфракрасной области. Это означает, что микроволновое излучение выходит из более глубоких слоев, что позволяет определить некоторые свойства последних. Отставание по фазе позволяет установить время переноса излучения

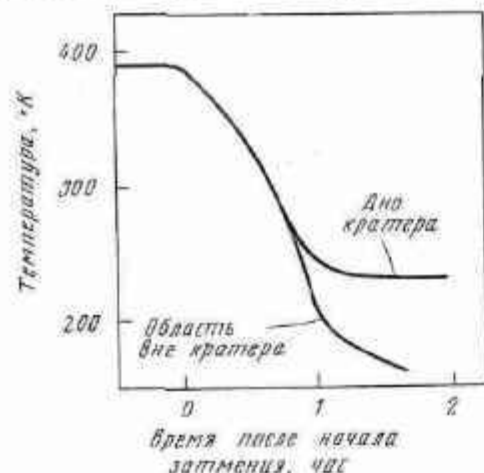


Рис. 185. Две температурные кривые, полученные во время лунного затмения. Верхняя кривая хорошо согласуется с теоретической моделью, в которой пыль покрывает твердые породы. Нижняя кривая лучше согласуется с моделью толстого слоя пыли или пылеподобного вещества (по Сантону). между слоями, а время переноса можно связать с коэффициентом поглощения методом, подобным тому, который подробно рассмотрен в гл. 4. Полученные до сих пор результаты дают значения коэффициента поглощения, рассчитанного на единицу массы, в пределах от $3 \text{ см}^2/\text{г}$ в инфракрасных лучах до величины, меньшей $10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$ в сантиметровых волнах. В той области длин волн, в которой производились исследования, пока еще не проводилось сравнение с лабораторными измерениями коэффициентов поглощения различных веществ.

3. Измерения температуры лунных деталей во время лунных затмений показывают очень быстрое охлаждение, часто превышающее 200° в час (рис. 185). Теоретически рассчитанные изменения температуры как функции величины $(K\rho)^{1/2}$ сравнивались с наблюдаемым ходом температуры для многих участков лунной поверхности. Наблюдения для дна кратера можно объяснить существованием тонкого слоя пыли ($\sim 0,5 \text{ мм}$), покрывающего твердые скальные породы. Недавно получены свидетельства того, что вне крате-

ров поверхность покрыта довольно толстым слоем пыли (или же она обладает волокнистой структурой, см. ниже).

4. Сравнение лунных температур, измеренных в широком диапазоне длин волн, теоретически дает возможность сделать вывод о степени неоднородности поверхностных слоев Луны, а также определить возможный поток тепла, исходящий изнутри. Однако данных пока еще слишком мало, чтобы можно было сказать что-либо определенное ⁴.

Люминесценция. Беспрерывно падающее на лунную поверхность солнечное излучение, в особенности рентгеновские лучи, может вызвать люминесцентное свечение некоторых ее участков. До сих пор наиболее обещающим методом, с помощью которого пытались определить возможную люминесценцию, был метод, заключающийся в измерении глубины линий поглощений в солнечном спектре, отраженном лунной поверхностью. Те линии, в которых существует люминесцентное излучение, будут аномально мелкими (рис. 186). Следовательно, эмиссионный спектр люминесценции для любого участка лунной поверхности может быть построен с помощью сканирования по широкой спектральной области.

Результаты, полученные до сих пор, отрывочны и иногда противоречивы; тем не менее этот метод в скором времени может стать наиболее эффективным и действенным для определения химического состава лунной поверхности.

Модели. Все современные толкования свойств лунной поверхности предполагают мелкопористую или волокнистую структуру вещества поверхности. Три примера таких гипотез: модель Голда — «воздушный замок» (fairy castle), модель Кьюдабака — «сахарная вата» (cotton candy) и модель Варрена — «клубок игл» (skeletal fuzz). Согласно первой модели, поверхность Луны покрыта легкой пылью; пыль, медленно падая, образует тонкие столбики, напоминающие пальцы или башенки. Лабораторные исследования показывают, что подобные структуры могли бы образоваться в лунных

⁴ По данным В. С. Троицкого с сотрудниками (см., например, Астрон. ж., 42, № 4, 810, 1965), полученным на основании радиоастрономических наблюдений, плотность вещества у поверхности Луны составляет $0,6$ — $1,0 \text{ г/см}^3$; на глубине около 4 см плотность равна 1 — $1,6 \text{ г/см}^3$, далее сохраняется почти постоянной, быстро возрастая до плотности скальных пород на глубинах порядка 7 — 15 м (средняя модель). Следует, однако, отметить, что эти данные получены в предположении о независимости коэффициента теплопроводности K от температуры. В последнее время появились работы (см., например, P. E. Clegg et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 133, 1, 63, 1966), в которых указывается, что в лунных условиях существенную роль должна играть лучистая теплопроводность, пропорциональная T^3 . В этом случае характеристики поверхностного слоя Луны и их изменение с глубиной должны быть другими. — Прим. ред.

условиях; они согласуются со всеми свойствами лунной поверхности, которые известны из наблюдений. Вторая модель предполагает, что расплавленные волокна, выброшенные при столкновении с метеоритами, переплетаются, образуя губчатую, пористую массу. В основе третьей модели также лежат образования в виде волокон: беспорядочно ориентированные узкие и длинные волокна местами перепутаны, местами разветвляются. В настоящее время нельзя

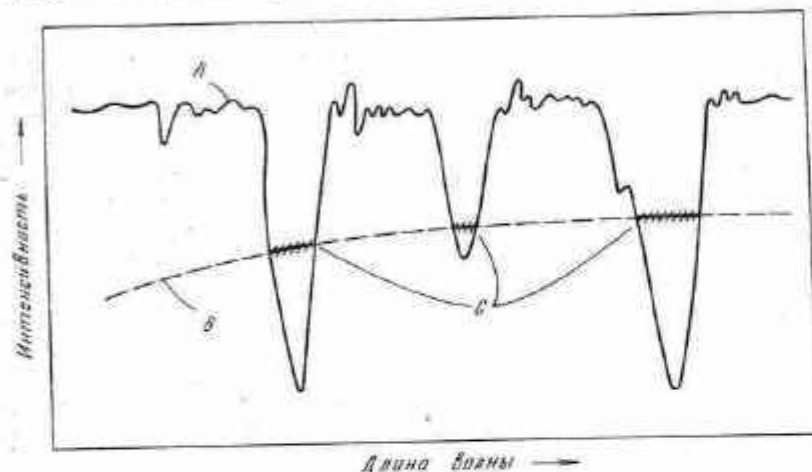


Рис. 186. Обнаружение люминесценции Луны в глубоких линиях поглощения в спектре отраженного солнечного излучения (A). Если кривая B представляет собой спектр люминесценции лунной поверхности, то линии поглощения становятся аномально мелкими (C).

отдать предпочтение какой-либо из предложенных моделей, поскольку все они удовлетворяют требованиям, вытекающим из астрофизических наблюдений.

19.4. АТМОСФЕРА ЛУНЫ

Малая скорость ускользания для Луны (2,3 км/сек) в сочетании с высокой дневной температурой (389° К) являются доводами против возможности сохранения Луной в течение длительного времени какой-либо атмосферы, за исключением атмосферы, состоящей из очень тяжелых газов (например, аргона или ксенона). Возможно, что газы выделяются на поверхности при вулканической деятельности или при падении метеоритов. В 1958 г. в кратере Альфонс, по-видимому, наблюдалось извержение, при котором выделились газы. Тем не менее все исследования, проведенные до сих пор, показали, что атмосфера, которая может быть и суще-

ствует, слишком ничтожна для того, чтобы ее можно было заметить.

Оптические методы обнаружения атмосферы на Луне включают фотометрию звезд при покрытии их Луной, поляризационные измерения пепельного света и фотометрию лунных рогов с целью обнаружения их возможного удлинения. Последний метод, по-видимому, является наиболее тонким оптическим методом; с его помощью было установлено, что плотность атмосферы на Луне составляет во всяком случае меньше 10^{-9} плотности атмосферы на поверхности Земли.

Во время покрытия Луной радиовсплеска Телец А (Крабовидная туманность) с помощью более чувствительного метода, использующего наблюдения в радиодиапазоне, пытались обнаружить рефракцию волн от этого источника в гипотетической лунной новосфере. Значение верхнего предела, полученное при этом исследовании, равно 10^{-12} концентрации ионов в земной атмосфере.

19.5. ДРУГИЕ СПУТНИКИ

В табл. 49 собраны данные о всех известных в солнечной системе спутниках. Как правило, число спутников у планеты связано с ее массой. Спутники не обнаружены лишь у Меркурия, Венеры и Плутона.

Вполне возможно, что на самом деле существует больше спутников, чем открыто до сих пор. Существование еще не открытых спутников у внутренних планет маловероятно, однако Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун, возможно, обладают ими.

Наименьший из открытых у Юпитера спутников имеет диаметр 20 км, так что неоткрытые объекты по своим размерам должны быть еще меньше. Возможно, что маленькие внешние спутники Юпитера были захвачены им из пояса астероидов (разд. 19.7). Однако маловероятно, чтобы подобных спутников было много у Сатурна, Урана и Нептуна, поскольку массы их меньше, чем у Юпитера, и они находятся на большем расстоянии от пояса астероидов. У этих трех планет группы Юпитера неизвестны спутники с диаметром меньше 280 км.

19.6. ФОБОС И ДЕЙМОС

У Марса есть два очень слабых спутника, открытых визуально в 1877 г. Это Фобос и Деймос, расположенные очень близко к планете. Их среднее расстояние от поверхности Марса 6000 и 20 150 км соответственно. У Фобоса период обращения равен 7 час 39 мин, т. е. он более чем в 3 раза короче периода вращения Марса, вследствие чего с поверхности Марса этот спутник виден по крайней мере

Таблица 49

Спутники планет солнечной системы

Планета	Спутник	Среднее расстояние от планеты, км	Сидерический период обращения	Радиус, км	Отношение масс спутника/планеты
Земля	Луна	384 402	27 ^d 7 ^h 43 ^m	1 738	0,0123
Марс	Фобос	9 350	0 7 39	8	
	Деймос	23 500	1 6 17	4	
Юпитер	V	181 500	0 11 57	100	
	Ио	422 000	1 18 27	1 660	$3,8 \cdot 10^{-5}$
	Европа	671 400	3 13 14	1 440	$2,5 \cdot 10^{-5}$
	Ганимед	1 071 000	7 3 43	2 740	$8,2 \cdot 10^{-5}$
	Каллисто	1 884 000	16 16 32	2 340	$5,1 \cdot 10^{-5}$
	VI	11 500 000	250	60	
	VII	11 750 000	260	20	
	X	11 750 000	260	10	
	XII	21 000 000	625	10	
	XI	22 500 000	692	12	
	VIII	23 500 000	739	20	
	IX	23 700 000	758	11	
Сатурн	Мимас	185 700	0 22 37	260	$6,7 \cdot 10^{-8}$
	Энцелад	238 200	1 8 53	300	$1,5 \cdot 10^{-7}$
	Тетис	294 800	1 21 18	600	$1,1 \cdot 10^{-6}$
	Диона	377 700	2 17 41	650	$1,8 \cdot 10^{-6}$
	Рей	527 500	4 12 25	900	$4,0 \cdot 10^{-6}$
	Титан	1 223 000	15 22 41	2 500	$2,5 \cdot 10^{-4}$
	Гиперион	1 484 000	22 6 38	200	
	Япет	3 563 000	79 7 56	650	$2,5 \cdot 10^{-6}$
	Феба	12 950 000	550 28	140	
Уран	Миранда	130 100	1 09 50		
	Ариэль	191 800	2 12 29	300	
	Умбриэль	267 300	4 3 28	200	
	Титания	438 700	8 16 56	500	
	Оберон	586 600	13 11 7	400	
Нептун	Тритон	353 600	5 21 3	2 200	$1,3 \cdot 10^{-3}$
	Неранда	6 000 000	500	150	

дважды в сутки восходящим на западе и заходящим на востоке. У Деймоса период составляет 1 сутки 6 час 17 мин, т. е. близок к периоду вращения планеты, поэтому он чрезвычайно медленно движется по марсианскому небу. Оба спутника крайне малы. Если задать значение альбедо, то по их яркости можно вычислить диаметры этих

спутников; диаметр Фобоса получается равным 16 км, а диаметр Деймоса — 8 км; это наиболее надежные значения, полученные до сих пор.

19.7. СПУТНИКИ ЮПИТЕРА

Среди 12 спутников Юпитера наиболее известны четыре галилеевых спутника, которые по своим размерам намного превосходят остальные восемь. Они были открыты Галилеем, и он приводил их в качестве доказательства (по аналогии) справедливости модели солнечной системы Коперника. Примерно равные по размерам нашей Луне, они имеют измеримые диски, что дает возможность непосредственно вычислить их радиусы и определить альбедо. Согласно принятым в настоящее время данным, альбедо у первых трех галилеевых спутников (Ио, Европы и Ганимеда) примерно такое же, как и у Юпитера; однако альбедо четвертого спутника (Каллисто) составляет меньше половины этого значения. Когда Каллисто проходит по диску Юпитера, он кажется темным пятном; на всех галилеевых спутниках видны неизменные детали; на основе их наблюдений полагают, что периоды вращения спутников вокруг собственной оси и периоды обращения вокруг Юпитера примерно равны, как и у Луны.

Имеются данные, указывающие на то, что галилеевы спутники не обладают атмосферами; это следует как из отсутствия собственных линий и полос поглощения в их спектрах, так и из наблюдений эффекта фазы, которые, как и в случае Луны, свидетельствуют, с одной стороны, об отсутствии атмосферы, а с другой — о шероховатости поверхности. Некоторые указания на возможность присутствия замерзшей воды на поверхности Европы и Ганимеда получены при анализе их инфракрасных спектров.

Четыре галилеевых спутника занимают важное место в истории науки, поскольку они явились объектами, с помощью которых впервые была доказана конечность скорости света. В 1675 г. астроном Рёмер заметил, что в моментах затмения этих спутников наблюдаются небольшие нерегулярности (их орбиты лежат примерно в плоскости орбиты Юпитера, так что они затмеваются почти при каждом обороте вокруг планеты). Он нашел, что эти нерегулярности можно полностью объяснить, если предположить, что свет обладает конечной скоростью и, следовательно, затмения запаздывают, когда Земля и Юпитер находятся по разные стороны от Солнца, и наступают раньше, если они расположены по одну сторону от Солнца. Если бы во времена Рёмера диаметр земной орбиты был лучше известен, он смог бы весьма точно определить скорость света на основании своих наблюдений.

Все другие спутники Юпитера гораздо меньше по размерам; диаметры их заключены в пределах от 200 до 20 км. Орбиты далеких

спутников обладают большими эксцентриситетами и углами наклона к эклиптике. Три спутника имеют обратное направление движения. Было высказано предположение, что далекие спутники, возможно, первоначально были астероидами и были когда-то захвачены в результате возмущающего действия Юпитера и Солнца. Расчеты показывают, что это предположение не является невероятным; орбиты далеких спутников очень непохожи на орбиты близких спутников, что согласуется с гипотезой захвата.

19.8. СПУТНИКИ САТУРНА, УРАНА И НЕПТУНА

Спутник Сатурна Титан, наибольший из всех спутников и, возможно, превосходящий планету Меркурий, замечателен тем, что является единственным спутником, у которого обнаружена атмосфера. В спектре Титана заметны молекулярные полосы метана, как и в спектре самого Сатурна.

Оказалось, что массы спутников Сатурна Мимаса и Энцелада, вычисленные на основе данных о взаимных возмущениях спутников, не могут быть согласованы с диаметрами, полученными из оценок яркостей, если не принять альбедо очень высоким, а плотность очень низкой — порядка 1 г/см^3 . Яркость спутника Япет изменяется в 5 раз, и неизвестно, обладает ли он неправильной формой, подобно астероиду (гл. 12), или две его полусферы имеют совершенно различное альбедо.

Спутники Урана и Нептуна представляют собой трудные для изучения объекты из-за их большой удаленности. Оценки размеров, приведенные в табл. 49, основаны на некоторых принятых значениях альбедо. Масса Тритона вычислялась по тому возмущающему действию, которое оказывает на его движение сжатие Нептуна.

19.9. КОЛЬЦА САТУРНА

В узком смысле слова, многочисленные маленькие тела, образующие систему колец Сатурна, относятся к спутникам. Эта система колец, делающая Сатурн замечательным для наблюдения объектом, после ее открытия Галилеем долгое время оставалась загадкой. Система колец имеет вид большого, чрезвычайно тонкого плоского круглого диска, лежащего в экваториальной плоскости планеты. Можно различить три кольца: внешнее кольцо *A*, отделенное от самого яркого кольца *B* узким промежутком, названным щелью или делением Кассини (в честь Кассини, открывшего его), и внутреннее очень слабое полупрозрачное кольцо *C*, названное креповым.

Кольца Сатурна очень протяженны. Радиус кольца *A* — 130 000 км, а ширина 16 000 км. Ширина щели Кассини приблизительно 5000 км, а кольца *B* — 25 000 км. Креповое кольцо имеет

ширину примерно 18 000 км, расстояние от него до экватора Сатурна — 11 000 км. Поскольку кольца расположены в плоскости экватора, наклонной на 27° к плоскости орбиты Сатурна, то иногда

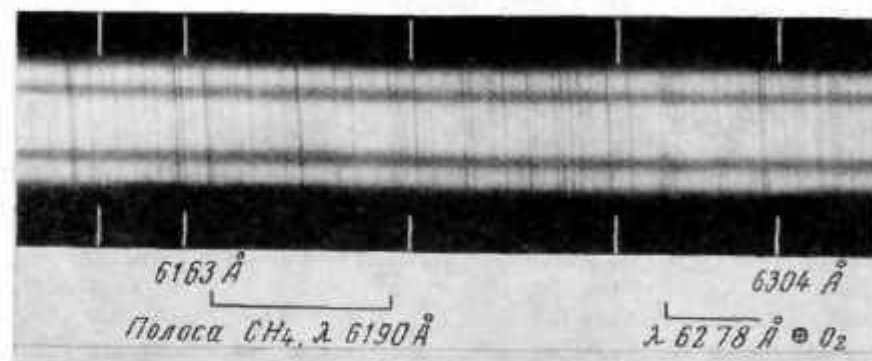


Рис. 187. Спектр Сатурна и его колец, полученный в фокусе куде 120-дюймового телескопа. Наклон линий в спектре колец показывает, что они не являются сплошным твердым телом. Линии полосы CH_4 отсутствуют в спектре колец. Полоса O_2 земной атмосферы отличается тем, что она не наклонена.

мы смотрим на них с ребра; при этом кольца практически невидимы. Их толщина, судя по измерениям, сделанным в такие моменты, должна быть меньше 1 км.

Некогда предполагали, что кольца представляют собой листы жидкого или твердого вещества, однако уже 100 лет тому назад было показано, что это невозможно.

В 1850 г. Рош доказал, что жидкий спутник, расположенный столь близко к планете, был бы неустойчив из-за распределения сил тяготения планеты внутри большого телесного угла. Девятью годами позже Максвелл показал, что кольцо, состоящее из небольших частиц, каждая из которых движется по своей собственной орбите, было бы при таких условиях устойчивым, в то время как сплошное жидкое или твердое кольцо являлось бы неустойчивой системой.

Существует много убедительных доказательств того, что кольца состоят из отдельных частиц. На рис. 187 приведено одно из них: наклон линий в спектре колец показывает, что скорость внутри кольца не постоянна, а меняется с радиусом, уменьшаясь к внешнему краю; установлено, что распределение скоростей подчиняется закону Кеплера. Случай покрытия звезд кольцами являет собой другое доказательство: звезда, если она достаточно яркая, остается видимой, но ослабляется при прохождении позади колец *A* и *B*.

и достигает нормальной яркости в щели Кассини. Позади кольца С она слабеет очень мало.

Изменение яркости колец с фазой позволяет определить некоторые важные физические параметры. В то время как изменения яркости Сатурна с фазой малы, как и изменения яркости Юпитера или Венеры, у колец наблюдается исключительно резкий максимум яркости при полной фазе и быстрое уменьшение ее при увеличении угла фазы. Детальные фотоэлектрические наблюдения (например, недавние измерения Франклина в Южной Африке) позволяют интерпретировать этот эффект как следствие взаимного затмения частиц кольца; отсюда можно определить концентрацию и размеры частиц. По последним данным частицы в основном невелики и имеют диаметры порядка нескольких метров. По-видимому, сосредоточенного в кольцах Сатурна вещества достаточно для того, чтобы из него можно было составить близкий спутник, однако из-за того, что кольца находятся внутри предела Роша, частицы колец не могли объединиться в единое тело. Для Сатурна предел Роша можно определить очень просто.

Рассмотрим две частицы массы m и радиуса r на среднем расстоянии от центра Сатурна d . Принимается, что частицы касаются друг друга и расположены вдоль продолженного радиуса-вектора Сатурна, так что одна из них находится на расстоянии $(d - r)$ от центра планеты, а другая — на расстоянии $(d + r)$. Эти частицы могут существовать как устойчивая гравитационная конфигурация до тех пор, пока сила их взаимного притяжения больше, чем разность сил, действующих со стороны Сатурна на каждую частицу. Масса Сатурна M действует на первую частицу с силой $GMm/(d-r)^2$ и на вторую с силой $GMm/(d+r)^2$, откуда разность сил равна

$$GMm \left[\frac{1}{(d-r)^2} - \frac{1}{(d+r)^2} \right] \approx GMm \frac{4r}{d^3}.$$

Взаимное гравитационное притяжение между частицами равно $Gm^2/4r^2$, откуда вытекает критерий устойчивости, или предел Роша:

$$\frac{Gm^2}{4r^2} = \frac{4GMmr}{d^3}$$

или

$$d = \left(\frac{16Mr^3}{m} \right)^{1/3}.$$

Принимая плотность частиц равной приблизительно 1, получаем для d значение $\sim 1,5 \cdot 10^5$ км. Таким образом, кольца Сатурна, простирающиеся на расстояние $1,3 \cdot 10^5$ км, находятся внутри предела Роша, определяющего область неустойчивости.

Щель Кассини, так же как и некоторые другие промежутки в кольцах, которые наблюдались различными исследователями, можно объяснить как следствие возмущений со стороны других спутников. Частицы, расположенные в щели Кас-

сини, имели бы период обращения, равный как раз половине периода обращения спутника Мимас, и поэтому их орбиты были бы нестабильными. Щели в кольцах Сатурна являются близкими аналогами пробелов, существующих в поясе астероидов (см. гл. 12).

ЛИТЕРАТУРА

К разд. 19.1

Исчерпывающие данные о движениях Луны даны в книгах

1. Brown E. W., *Tables of the Motion of the Moon*, Yale University Press, New Haven, Conn., 1919.
2. Brouwer D., Hori G.-I., *in Physics and Astronomy of the Moon*, ed. Z. Kopal, Academic Press Inc., New York, 1962, pp. 1—25.

К разд. 19.2

Детали лунной поверхности рассматриваются в работах

3. Baldwin R. B., *The Face of the Moon*, The University of Chicago Press, 1949.
4. Beer W., Madler J., *Der Mond*, Schropp, Berlin, 1837.
5. Fielder G., *The Structure of the Moon's Surface*, Pergamon Press, New York, 1961.
6. Firsaff V. A., *Strange World of the Moon*, Basic Books, New York, 1959.
7. Kuiper G., *Photographic Lunar Atlas*, The University of Chicago Press, 1960.
8. Shoemaker E. M., *in Physics and Astronomy of the Moon*, ed. Z. Kopal, Academic Press Inc., New York, 1962, pp. 283—351.

К разд. 19.3

Астрофизические наблюдения, имеющие отношение к выяснению природы лунной поверхности, рассматриваются в различных главах книг

9. *Physics and Astronomy of the Moon*, ed. Z. Kopal, Academic Press Inc., New York, 1962.
10. *The Moon*, ed. Z. Kopal, Academic Press Inc., New York, 1962.

К разд. 19.4

Вопрос о лунной атмосфере обсуждается в работах

11. Costain C. H., Elsmore B., Whiffield G. P., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 116, 380 (1956).
12. Dollfus A., *Ann. Astrophys.*, 19, 83 (1956).
13. Opik E. J., *Planet. Space Sci.*, 9, 211 (1962).

К разд. 19.5—19.9

Другие спутники рассматриваются в работе

14. *Planets and Satellites*, ed. G. P. K. Kuiper, B. Middlehurst, The University of Chicago Press, 1961, chap. 8, 18. (Русский перевод: Планеты и спутники, под ред. Дж. Койпера и Б. Миддлхерста, М., ИЛ, 1963.)

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

15. Сборник «Луна» под редакцией А. В. Маркова, Изд-во физико-математич. литературы, 1960.
16. «Первые панорамы лунной поверхности», изд-во «Наука», 1966.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора перевода	5
Из предисловия авторов	7
Глава 1. Введение	9
Литература	13
Глава 2. Небесная механика	14
2.1. Движения планет и закон тяготения	14
2.2. Задача двух тел; ограниченная задача двух тел	18
2.3. Задача трех тел. Точки Лагранжа	20
2.4. Задача трех тел. Хвосты комет	23
2.5. Движение линии апсид	26
2.6. Экспериментальная небесная механика	28
2.7. Устойчивость солнечной системы	29
Литература	30
Глава 3. Основные сведения о Солнце и его недрах	32
3.1. Основные данные о Солнце	32
3.2. Образование Солнца	34
3.3. Недра Солнца	38
Литература	50
Глава 4. Лучистый перенос энергии и фотосфера	62
4.1. Лучистый перенос энергии	62
4.2. Фотосфера Солнца	65
4.3. Линии поглощения	75
4.4. Термодинамические соображения	87
Литература	90
Глава 5. Водородная конвективная зона, хромосфера и корона	92
5.1. Водородная конвективная зона и генерация звуковых волн	92
5.2. Хромосфера	104
5.3. Солнечная корона	115
Литература	136

Глава 6. Магнитные поля на Солнце и солнечная активность	138
6.1. Введение	138
6.2. Основы магнитогидродинамики	138
6.3. Общее магнитное поле Солнца	151
6.4. Солнечные пятна	156
6.5. Факелы	173
6.6. Хромосферные вспышки	177
6.7. Протуберанцы	185
6.8. Центр активности	194
Литература	198
Глава 7. Спектр Солнца	201
7.1. Гамма-излучение и рентгеновское излучение	202
7.2. Крайнее и далекое ультрафиолетовое излучение	204
7.3. Линия $H\alpha$	210
7.4. Оптическое излучение	211
7.5. Инфракрасная область	213
7.6. Радионалучение	214
Литература	220
Глава 8. Межпланетный газ	223
8.1. Введение	224
8.2. Теоретическая модель	224
8.3. Эмпирические результаты и модели	228
8.4. Результаты зондирования космического пространства	233
8.5. Нейтральная составляющая межпланетного газа	233
8.6. Космические лучи и межпланетное магнитное поле	237
Литература	244
Глава 9. Кометы	247
9.1. Общие сведения	247
9.2. Спектроскопические данные	251
9.3. Ядро	253
9.4. Кома	254
9.5. Хвосты	259
9.6. Экспериментальное исследование комет	266
Литература	266
Глава 10. Метеоры	269
10.1. Визуальные наблюдения	270
10.2. Фотографические наблюдения	271
10.3. Радионаблюдения	274

10.4. Частота появления метеоров	277
10.5. Суточное распределение	277
10.6. Сезонное распределение	280
10.7. Метеорные потоки	280
10.8. Скорости	284
10.9. Орбиты спорадических метеоров	285
10.10. Орбиты метеоров в потоках	285
10.11. Орбиты болидов	286
10.12. Физика метеоров	287
10.13. Метеорная спектроскопия	289
Литература	289
Глава 11. Метеориты	291
11.1. Падения и находки метеоритов	291
11.2. Типы метеоритов	292
11.3. Химический состав	294
11.4. Форма и абляция	296
11.5. Интенсивность космических лучей и радиационный возраст	300
11.6. Возраст метеоритов	302
11.7. Распределение метеоритов по массам	303
11.8. Метеоритные кратеры	304
11.9. Тектиты	308
Литература	313
Глава 12. Астероиды	315
12.1. Орбиты астероидов	316
12.2. Диаметры	318
12.3. Альbedo и поверхности астероидов	319
12.4. Форма и вращение	319
Литература	321
Глава 13. Межпланетная пыль	322
13.1. Зодиакальный свет	322
13.2. Микрометеориты	328
13.3. Метеоритная пыль и Земля	333
13.4. Сборы в Арктике	335
13.5. Ядра на больших глубинах в океане	336
13.6. Сборы в верхней атмосфере	336
13.7. Результаты ракетных и спутниковых исследований	337
13.8. Динамика межпланетных частичек	339
13.9. Эффект Пойнтинга — Робертсона	339
13.10. Давление света	341
13.11. Противосияние	341
Литература	343

Глава 14. Планеты (введение)	344
14.1. Расстояния, астрономическая единица	344
14.2. Параметры орбит	345
14.3. Классификация планет	347
Литература	348
Глава 15. Внутреннее строение планет	349
15.1. Фактические данные	349
15.2. Необходимые данные	353
15.3. Теоретическое рассмотрение	353
15.4. Внутреннее строение Земли	357
15.5. Внутреннее строение других планет земной группы	359
15.6. Внутреннее строение больших планет	362
15.7. Магнитное поле планет и их вращение	365
Литература	366
Глава 16. Поверхности планет	368
16.1. Методы наблюдения	369
16.2. Меркурий	375
16.3. Венера	378
16.4. Марс	383
16.5. Юпитер	395
16.6. Внешние планеты	399
16.7. Эффективная температура	400
Литература	402
Глава 17. Атмосферы планет юпитеровой группы	404
17.1. Спектры	404
17.2. Шкала высот	405
17.3. Химический состав атмосферы Юпитера	406
17.4. Температура	406
17.5. Модели атмосферы	407
17.6. Негенловое радиационное излучение	409
17.7. Атмосферы Сатурна, Урана и Нептуна	411
Литература	412
Глава 18. Атмосферы планет земной группы	414
18.1. Терминология	414
18.2. Основные соотношения	416
18.3. Атмосфера ниже мезопаузы	418
18.4. Верхняя атмосфера	419
18.5. Ионосфера	420
18.6. Распределение температуры	424

18.7. Экзосфера и излучение ночного неба в линии Ca	426
18.8. Диссипация планетных атмосфер	431
18.9. Магнитосфера	434
18.10. Излучение планетных атмосфер	444
18.11. Марс	449
18.12. Венера	453
Литература	457
Глава 19. Луна и другие спутники	461
19.1. Движение Луны	461
19.2. Характеристики лунной поверхности	464
19.3. Природа лунной поверхности	471
19.4. Атмосфера Луны	476
19.5. Другие спутники	477
19.6. Фобос и Деймос	477
19.7. Спутники Юпитера	479
19.8. Спутники Сатурна, Урана и Нептуна	480
19.9. Кольца Сатурна	480
Литература	483

Дж. Брандт и П. Хедж

АСТРОФИЗИКА СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Редактор Р. Г. Зелин Переплет художника Г. Н. Юванкова
Художественный редактор Н. А. Филиппова Технический редактор М. А. Белова
Корректор Л. В. Байкова

Сдано в производство 21/X 1966 г. Подписано к печати 11/II 1967 г.
Бумага 60×90¹/₁₆—15,25 бум. л. 30,50 усл. печ. л. Уч.-изд. л. 27,77. Изд. № 27/5632
Цена 2 р. 18 к. Зак. 590

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР» Москва, 1-й Рижский пер., 2

Московская типография № 16 Главополиграфпрома Комитета по печати
при Совете Министров СССР Москва, Трехпрудный пер., 9